

Theoretische und experimentelle Untersuchungen
zur quasioptischen Abbildung mit einer
Ultraschall-Transmissionskamera

von
Ralph Oppelt

Erlangen 1985

Theoretische und experimentelle Untersuchungen
zur akustischen Abbildung mit einer
Ultraschall-Transmissionskamera

Digitized by the Internet Archive
in 2026

verlegt

Reich, Göttingen

Erstausg. 1961

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen
zur quasioptischen Abbildung mit einer
Ultraschall-Transmissionskamera**

der Technischen Fakultät der
Universität Erlangen - Nürnberg
zur Erlangung des Grades

DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt
von

Ralph Oppelt

Erlangen 1985

Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 18.1.1985

Tag der Promotion: 22.2.1985

Dekan: Prof. Dipl.-Ing. G. Vetter

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. H. Ermert

Prof. Dr.rer.nat. A. Lohmann

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
2 Konzeption der Ultraschall-Transmissionskamera	6
2.1 Vergleich zwischen akustischer und optischer Transmissionskamera	6
2.2 Konventionelle Schallquellen und Bildwandler für Transmissions- kameras	12
2.3 Konzeptionen bestehender Transmissionskameras	17
2.3.1 Die Transmissionskamera der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung	17
2.3.2 Die Transmissionskamera des Stanford-Research-Institutes	18
2.4 Ein neues Transmissionskamera-Konzept	21
3 Systemtheoretische Beschreibung der Ultraschall-Transmissionskamera	33
3.1 Vorbemerkungen	33
3.2 Schallwandler im Sende- und Empfangsfall	35
3.3 Aufbereitung des Quellwellenfeldes	39
3.3.1 Ursachen und Reduktion von Speckle-Störungen	39
3.3.2 Position und Signale der Sendeschallwandler	45
3.4 Übertragbarkeit der Analyse optischer Abbildungssysteme auf den Ultraschallbereich	53
3.4.1 Abbildung mit örtlich kohärentem und inkohärentem Quellwellenfeld	53
3.4.2 Die Schallfrequenz als zusätzlich notwendige Variable	56
3.4.3 Die endliche Objektdicke	57
3.5 Funktion und Eigenschaft der Linse	60
3.5.1 Die ideale Schalllinse	60
3.5.2 Die reale Schalllinse	64
3.6 Bildabtastung	77
3.7 Systemtheorie der Signalverarbeitung	86
3.7.1 Videospannung bei sinusförmigen und stochastischen Eingangssignalen	86
3.7.2 Videospannung als Funktion der Empfangswandlerposition	90
3.7.3 Einfluß der endlichen Aussteuerbarkeit	94
3.7.4 S/N-Gewinn als Funktion der Integrationszeit	97

4	Bildentstehung durch Streukörper	100
4.1	Vorbemerkungen	100
4.2	Das Streufeld der Kugel	103
4.3	Das Streufeld des unendlich langen Zylinders	106
4.4	Das Streufeld des unendlich langen Rohres	109
4.5	Das Bildfeld eines mittels Linse abgebildeten Streukörpers	113
4.6	Einige Beispiele	118
5	Technische Realisierung	124
5.1	Sende-Elektronik	124
5.2	Sende-Matrix	126
5.3	Schalllinse	127
5.4	Empfangsmatrix mit Ausleseelektronik	128
5.5	Signalverarbeitung und Peripherie	145
6	Messungen und Bilder	149
6.1	Messungen an der Elektronik	149
6.2	Messungen an der Linse	154
6.3	Streukörpermessungen	158
6.4	Schattenbilder technischer Objekte	163
6.5	In-vivo Transmissionsbilder und Gesamtanlage	165
7	Ausblick und weiterführende Arbeiten	171
8	Zusammenfassung	174
9	Anhang	176
A.1	Berechnung der Übertragungsfunktionen H_v	176
A.2	Zusammenstellung mathematischer Grundlagen	181
10	Literaturverzeichnis	184

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

a	Streukörperradius
a	reziprokes Aussteuerungsverhältnis
$a_{E,L,S}$	Aperturfunktion (Empfänger, Linse, Sender)
a_{Eges}	Gesamtfläche der Empfängerapertur
A_m	Koeffizienten bei der Streufeldberechnung
b	Außenradius des rohrförmigen Streukörpers
B_m	Koeffizienten bei der Streufeldberechnung
c	Schallgeschwindigkeit von Wasser
c_L	Schallgeschwindigkeit des Linzenmediums
C	Kapazität
C_m	Koeffizienten bei der Streufeldberechnung
d	piezoelektrische Ladungskonstante
d	Abstand, Dicke
$d_{b,o}$	Bild-, Objektweite
d_{ges}	Abstand zwischen Objekt- und Bildebene
d_s	Abstand zwischen Sender- und Objektebene
d_E	Dicke eines Empfangspixels
d_L	Dickenfunktion der Linse
d_{Lo}	Restdicke der Linse
D_{WL}	Durchlässigkeitsfaktor beim Übergang Wasser - Linse
D_{LW}	Durchlässigkeitsfaktor beim Übergang Linse - Wasser
D_m	Koeffizienten bei der Streufeldberechnung
E	Multiplizierer-Recheneinheit
f	Frequenz
F	Brennweite der Linse
$F_{E,S}$	Kraft auf die Empfänger- bzw. Senderapertur
g	allg. Funktion im Zeit- oder Ortsbereich
g	Intensitätsverteilung
G	allg. Funktion im Zeit- oder Ortsfrequenzbereich
G	Intensitätsspektrum
h	Impulsantwort
$h_m^{(n)}$	sphärische Hankelfunktion m-ter Ordnung n-ter Gattung
H	Übertragungsfunktion des kohärenten Abbildungssystems
H	Übertragungsfunktion des inkohärenten Abbildungssystems
$H_{E,S}$	Übertragungsfunktion des Empfangs- bzw. Sendeschallwandlers
$H_m^{(n)}$	Hankelfunktion m-ter Ordnung n-ter Gattung
$\frac{H}{-m}$	Hermiteische Polynome

i, I	elektr. Strom
j, J	Leistungsdichte
j_m	sphärische Besselfunktion m-ter Ordnung
J_m	Besselfunktion m-ter Ordnung
k	Wellenzahl
M	Vergrößerungsfaktor (Abbildungsmaßstab)
M	Anzahl der Sendekanäle
N	Ordnung einer quadratischen Matrix
N_0	Nutz-Rauschleistungsdichte
N_S	Stör-Rauschleistungsdichte
p, P	Schalldruck
p	Schallintensität
P_m	Legendresche Polynome
r	r-Koordinate
$r_{b, l, o}$	r-Koordinate in der Bild-, Linsen- bzw. Objektebene
$r_{E, S}$	r-Koordinate der Empfänger- bzw. Senderaperturposition
r_e	Kleinsignaleingangswiderstand
R	Richtfunktion
$R_{E, L, S}$	Aperturradius (Empfänger, Linse, Sender)
R_K	Krümmungsradius der Linse
R	ohmscher Widerstand
S	Steilheit
t	Zeit
t	Amplitudentransmissionsfunktion
t	Intensitätstransmissionsfunktion
T_B	Bildwechselperiode
T_E	Auslesezeit einer Elementarzelle
u, U	elektr. Spannung
$U_{E, S}$	Spannung am Empfangs- bzw. Sendeschallwandler
U_q	Quellspannung eines Empfangspixels
U_T	Temperaturspannung
u_v	Videospannung
V, V_0	Verstärkung
Δx	laterale Auflösung
x	x-Koordinate
$x_{b, l, o}$	x-Koordinate in der Bild-, Linsen- bzw. Objektebene
$x_{E, S}$	x-Koordinate der Empfänger- bzw. Senderaperturposition
x_M	x-Koordinate der Sendematrixposition
$x_{E, S}$	Seitenlänge der quadratischen Empfänger- bzw. Senderapertur

x_M	Seitenlänge der quadratischen Sendematrix
$x_{O,B}$	Seitenlänge des quadratischen Objekt- bzw. Bildfeldes
y	y-Koordinate
$y_{b,l,o}$	y-Koordinate in der Bild-, Linsen- bzw. Objektebene
$y_{E,S}$	y-Koordinate der Empfänger- bzw. Senderaperturposition
z	z-Koordinate (optische Achse)
z_T	Tiefenschärfebereich
Z	akustische Impedanz von Wasser
Z_L	akustische Impedanz des Linsenmediums
α	Dämpfungskoeffizient
γ	Einfalls- bzw. Ausfallswinkel
δ	dielektrischer Verlustwinkel
δ_o	Dirac-Funktion
ϵ	Dielektrizitätszahl
ϵ	Neumann-Symbol
κ, κ'	Linienparameter
λ	Wellenlänge
φ	Phasenwinkel
ψ	Autokorrelationsfunktion
ρ	Dichte von Wasser
ρ_L	Dichte des Linsenmediums
$\rho_{\mu\nu}$	Dichteverhältnis der Medien μ und ν
σ	Standardabweichung, Streuung
τ	Zeit (bei Verschiebung)
$\Delta\omega$	Bandbreite
ω	Kreisfrequenz
ω_g	Tiefpaß-Grenzfrequenz
ω_m	Frequenz in Bandmitte
ω_o	obere Grenzfrequenz
ω_u	untere Grenzfrequenz
ω_r	radiale Ortskreisfrequenz
$\omega_{x,y}$	Ortskreisfrequenz in x- bzw. y-Richtung
$\Delta^{(n)}$	Determinante der Ordnung n
Φ	spektrale Rauschleistungsichte
ϕ	akustisches Geschwindigkeitspotential
Ω_r	normierte radiale Ortskreisfrequenz

1 Einführung

In der nur etwa drei Jahrzehnte alten Geschichte medizinischer Ultraschall Diagnostik kann das sog. B-Bild-Verfahren als das wohl am meisten verbreitete und bekannteste bildgebende Verfahren angesehen werden. Die Entwicklung solcher B-Bild-Geräte verlief in recht rascher und konsequenter Weise: Während die ältesten Anlagen einige Sekunden Bildaufbauzeit benötigen und nur die "Dynamik" Hell oder Dunkel erbrachten, wurde bereits 1965 ein echtzeitfähiges B-Bild-Gerät mit beachtlichem Dynamikumfang entwickelt /17/,/45/. Der hier noch recht aufwendige mechanische Scan konnte später durch die von Somer (1968) und N. Bom (1971) entwickelte Technik eindimensionaler Transducer-Arrays umgangen werden /55/,/60/. Da nun derartige Arrays verfügbar waren, konnten auch aus anderen Bereichen der Technik längst bekannte Verfahren auf den Ultraschallbereich übertragen werden, so z.B. die Phased-Array-Technik oder die Computer-Tomographie.

Bei den B-Bild-Geräten wird im Puls-Echo-Betrieb eine in Schallausbreitungsrichtung verlaufende Ebene des Patienten abgebildet (Tiefenschnitt). Ein derart erzeugtes Bild weist aber systembedingt in beiden Dimensionen unterschiedliche Auflösungen auf: In Schallausbreitungsrichtung wird, wie in der Radar-Technik, die Laufzeit ausgewertet. Dabei können ca. fünf- bis zehnmal bessere Auflösungswerte erreicht werden als in der dazu senkrechten Dimension, bei der für die Auflösung die Fokussierungseigenschaft des Transducers verantwortlich ist. Da der Bildaufbau generell im Puls-Echo-Betrieb geschieht, bleibt bei all diesen Geräten die an der Wechselwirkung der Ultraschallpulse mit dem Gewebe ausgewertete Information im wesentlichen auf dessen reflektierende bzw. rückstreuende Eigenschaften beschränkt.

Seit etwa zehn Jahren ist man nun verstärkt bemüht, Ultraschallgeräte mit schnellem C-Bild-Aufbau zu entwickeln. Diese Bemühungen müssen nicht zuletzt in dem Zusammenhang gesehen werden, daß man dem Mediziner ein echtzeitfähiges Diagnoseverfahren zur Verfügung stellen will, das einerseits eine Bilddarstellung ermöglicht, wie sie ihm in ähnlicher Weise vom Röntgenbild her vertraut ist, andererseits eben typisch ultraschallspezifische Eigenschaften aufweist. Dazu gehört z.B. der Wegfall ionisierender Strahlung, die stets ein gewisses Risiko für den Patienten darstellt, oder die Möglichkeit, Weichteilgewebe und, wie sich hier wie

auch in anderen Experimenten zeigte, Blutgefäße und Sehnen ohne irgendwelche Kontrastmittel abzubilden /19/,/59/,/61/. Zwar darf die ebenfalls ultraschalltypische negative Eigenschaft der grundsätzlich schlechteren Auflösung nicht übersehen werden. Dieses Kriterium wird aber längst nicht mehr so nachteilig beurteilt wie in den Anfängen der Ultraschall-diagnostik, zumal sich herausstellte, daß in vielen Fällen z.B. bei Vorsorgeuntersuchungen eine röntgenähnliche Auflösung nicht zwingend notwendig ist.

Da bei einem C-Bild eine Querschnittsebene senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung abgebildet wird, kann der Parameter Laufzeit nicht mehr zum Aufbau der einen Bilddimension dienen. Vielmehr ist eine nicht ganz unproblematische Abtastung des Ultraschallbildes - gleich wie es im speziellen Fall erzeugt wurde - in beiden Ortsdimensionen erforderlich. Dafür ist man aber weder auf Reflexions- noch auf Pulsbetrieb angewiesen. Es läßt sich auch feststellen, daß man bei der Konzeption von C-Bild-Geräten für medizinische Anwendungen vornehmlich die anderen Betriebsarten zum Ziel hatte: Abbildung des Objekts in Transmission mit zeitkontinuierlichen oder allenfalls langzeitgetasteten Sendesignalen. Der physikalische Gehalt solcher Transmissionsbilder ist auch ein völlig anderer als bei Puls-Echo-Bildern und stellt somit eine gewisse diagnostische Bereicherung dar: Hier wird der Bildinhalt hauptsächlich durch die Vorwärtsstreuung und die Absorption bestimmt.

Während bei der normalen Röntgenaufnahme eine Projektion des räumlichen Objekts in die zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Ebene des röntgenempfindlichen Films erfolgt (Schattenbild), bleibt diese Art der Bild-erzeugung auf Grund der sehr viel größeren Wellenlängen und der damit verbundenen Beugungseffekte bei Ultraschall-C-Bild-Geräten nur auf sehr dünne Objekte beschränkt. Medizinische Objekte, deren Dicke naturgemäß in der gleichen Größenordnung wie ihre lateralen Abmessungen liegt, erfordern eine zusätzliche Selektion der abzubildenden Ebene in Schallausbreitungsrichtung. Wie im Bereich der Optik längst vorher praktiziert, verwendet man dazu eine Linse, welche durch ihren endlichen Tiefenschärfebereich eine derartige Selektion durchführt. Sofern nun sowohl die Apertur der Linse wie auch die der abtastenden Ultraschallelemente in beiden Bilddimensionen gleiche Eigenschaften aufweisen, wird dann auch die Auflösung des erzeugten C-Bildes in beiden Dimensionen gleich groß ausfallen. Dies ist zweifelsfrei ein Vorteil, den man a priori

ohne besondere Kunstgriffe gegenüber einem bisher üblichen B-Bild-System mit Puls-Echo-Betrieb hat. Gerade die bei diesen Systemen im Vergleich zur axialen Auflösung schlechter ausfallende laterale Auflösung war Ausgangspunkt vieler Neukonzeptionen (z.B. /30/). Die relativ schlechte Auflösung einer Linse (d.h. also auch der mit ihr erzeugten C-Bilder) in Tiefenrichtung ist nicht unbedingt negativ zu werten. Denn erstens erscheint diese Dimension nicht im Bild und zweitens wäre bei hoher axialer Auflösung eine sehr präzise Positionierung der gewünschten Objektschicht innerhalb des engen Tiefenschärfebereiches erforderlich, was in der Praxis am lebenden Objekt v.a. bei Kindern sehr schwierig ist.

Damit ist auch schon ein Stichwort für die Hauptanwendungsgebiete solcher Ultraschall-Transmissionskameras in der Medizin gefallen: Es sind dies die Bereiche Pädiatrie und Orthopädie. Die Beschränkung auf überwiegend solche Anwendungsgebiete ist durch die Nachteile des Transmissionsverfahrens gegenüber der Puls-Echo-Geräte bedingt. Letztere gestatten mittels eines einfachen Applikators eine bequeme Diagnose des Patienten von einer Körperoberfläche aus an nahezu allen Körperstellen. Bei Transmissionsgeräten muß aber generell der Schall durch das gesamte Objekt hindurch. Dies hat zwei Konsequenzen:

Erstens wird eine in Schallausbreitungsrichtung liegende Ultraschallbarriere (z.B. Gaseinschlüsse im Bereich des Magen-Darm-Traktes, großflächige Knochen usw.) stets die Abbildung des unmittelbar davor- oder dahinterliegenden Gewebestückes unmöglich machen, während dieses beim Puls-Echo-Verfahren von der einen oder anderen Körperoberfläche aus noch einwandfrei darstellbar sein kann. Aber selbst Objekte ohne derartige Schallhindernisse werden mit zunehmender Dicke schlechter darstellbar sein, weil dann die Weglänge der zur Abbildung beitragenden Ultraschallstrahlen im Körper größer wird, was i.a. mit einem zunehmenden Verlust an Bildinformation einhergeht. Dies ist ein Hauptgrund für die Beschränkung des Einsatzes von Transmissionskameras auf die oben genannten Anwendungsgebiete.

Die zweite Konsequenz des Transmissionsprinzips für die praktische Anwendung liegt darin, daß der abzubildende Körperausschnitt von zwei Seiten aus zugänglich sein muß, nämlich einmal zur senderseitigen Schalleinstrahlung und einmal zur empfangsseitigen Sammlung des austretenden

Ultraschalls. Infolgedessen ist eine anwendungsfreundliche Gel-Ankoppelung wie bei den Puls-Echo-Geräten in der Praxis schlecht durchführbar. Es existieren zwar Vorschläge, die Schallein- bzw. Schallauskopplung ohne Wasserbecken durchzuführen, indem das Objekt zangenartig zwischen zwei wassergefüllte Plastiksäcke gefaßt wird /19/, doch ist dabei eine Ankopplung ohne Lufteinschlüsse nicht ganz unproblematisch. Die zuverlässigste Schallankopplung wird wohl immer durch Eintauchen des Objekts in ein Wasserbad gewährleistet sein, was eben nur dann ohne größeren Aufwand durchführbar ist, wenn es sich um die Abbildung von Extremitäten handelt. Dies ist ein weiterer Grund, der z.B. für das Anwendungsgebiet Orthopädie spricht. So wird auch bei der z. Zt. in Münster befindlichen Transmissionskamera (vgl. Abschn. 2.3.2 SRI-Kamera), welche in Kalifornien entwickelt wurde und vermutlich weltweit die einzige derartige Kamera in ständiger klinischer Erprobung sein dürfte, der Patient mittels einer versenkbaren Plattform je nach Bedarf ausreichend tief ins Wasserbad getaucht.

Die Idee, mittels Linse und Bildwandler Ultraschall-C-Bilder im Transmissionsbetrieb zu erzeugen, ist mindestens so alt wie die Pohlmannsche Bildwandlerzelle und die Sokolov-Röhre, welche beide im Jahr 1937 erfunden wurden. Während die Pohlmannzelle wenig praktische Bedeutung erlangte - nicht zuletzt weil hier keine Konversion in elektrische Signale mit deren signalverarbeitungsspezifischen Vorteilen erfolgt - konnte sich die Sokolov-Röhre bis zum heutigen Tag noch behaupten und erfuhr im Laufe der Zeit etliche Verbesserungen. Dennoch geriet sie und damit das Transmissions-C-Bild durch die rasche Entwicklung im Bereich der B-Bild-Reflexionsgeräte zunächst ins Hintertreffen. Das Wiederaufleben der "C-Bild-Idee" in den letzten Jahren hängt nun eng mit der Entwicklung der Technologie im Bereich der Elektronik zusammen. Sie ist mittlerweile soweit fortgeschritten, daß die Konversion des Schallbildes in elektrische Signale nicht mehr an die Sokolov-Röhre mit ihren systembedingten Grenzen gebunden ist, sondern neuartige Konzepte auf Halbleiterbasis realisierbar werden, die eine Schallkonversion über diese Grenzen hinaus ermöglichen.

In dieser Arbeit wurde nun eine Ultraschall-Transmissionskamera nach einem solchen neuartigen Konzept realisiert. Ausgehend von bereits existierenden Transmissionskameras bzw. deren wesentlichsten Komponenten wird zunächst die geplante Neukonzeption vorgestellt (Kap. 2). Daran

schließt sich eine systemtheoretische Beschreibung des Abbildungsvorganges an, wobei von den Analysemethoden optischer Abbildungssysteme ausgegangen wird und diese für das andere Abbildungsmedium Ultraschall entsprechend modifiziert und erweitert werden (Kap. 3). Dazu wird gesondert in Kap. 4 auf den Abbildungsvorgang bei dreidimensionalen Objekten eingegangen und ein Weg aufgezeigt, der eine Bildberechnung mit den sonst nur für zweidimensionale Objekte gültigen optischen Analysemethoden ermöglicht. Schließlich werden in Kap. 5 die praktischen Probleme, v.a. beim Bau des zweidimensionalen Empfangsarrays, erläutert und Lösungsvorschläge in verschiedenen Technologien angeboten. Die mit der hier realisierten Transmissionskamera erzielten Ergebnisse sind dann abschließend in Kap. 6 zusammengefaßt.

2 Konzeption der Ultraschall-Transmissionskamera

2.1 Vergleich zwischen akustischer und optischer Transmissionskamera

Die prinzipielle Wirkungsweise einer Ultraschall-Transmissionskamera (im folgenden mit UST-Kamera abgekürzt) läßt sich am einfachsten an Hand des bekannten optischen Analogons "Diaprojektor" erläutern. Dazu sind in Abb. 2-1a,b beide Geräte, Diaprojektor und UST-Kamera, schematisch dargestellt.

Beim Diaprojektor wird ein als punktförmig zu betrachtender thermischer Strahler (z.B. Halogenlampe) als Lichtquelle benutzt, dessen ausgesendetes Licht bereits recht ideale inkohärente Eigenschaften aufweist und eine interferenzfreie Abbildung ermöglicht. Ein rückwärtig angebrachter Hohlspiegel wirft die nach hinten ausgehenden Lichtwellen in den Ort ihrer Entstehung zurück, so daß auch diese zum Abbildungsvorgang mit beitragen können und die Lichtausbeute gesteigert wird. Eine unmittelbar vor dem Diapositiv angebrachte Kondensorlinse bildet die Lichtquelle im Zentrum der Abbildungslinse ab, so daß alle das Dia durchsetzende Lichtstrahlen auch zur Leinwand gelangen können und das Bild des Dias gleichmäßig hell erscheint. Nur so wird erreicht, daß nicht durch die Abbildungslinse erst irgendwo vor der Leinwand ein Bild der Lichtquelle selbst entsteht. Zwar werden die dort punktförmig vereinigten Lichtstrahlen auf dem restlichen Weg bis zur Leinwand wieder defokussiert, dies würde aber nur eine Ausleuchtung des mittleren Bereiches des projizierten Diabildes bedeuten (vgl./26/). Die Abstände Diapositiv - Abbildungslinse (Objektweite d_o) und Abbildungslinse - Leinwand (Bildweite d_b) sind durch die Abbildungsgleichung

$$1/d_o + 1/d_b = 1/F; \quad (2.1)$$

festgesetzt, wobei F die Brennweite der Abbildungslinse ist. Durch Wahl eines stark vergrößernden Abbildungsmaßstabes wird erreicht, auf der Leinwand ein großes Bild zu erzeugen und gleichzeitig die Abmessungen der Bildspeicher (also der Diapositive) und des Projektionsgerätes (also die Länge d_o) klein zu halten. Ein Diapositiv stellt von sich aus bereits ein nur zweidimensionales Objekt (Bild) dar, indem es selbst durch Projektion einer räumlichen Lichtverteilung in die Filmebene einer Fotokamera erzeugt wurde. Die weitere Projektion des Dias auf

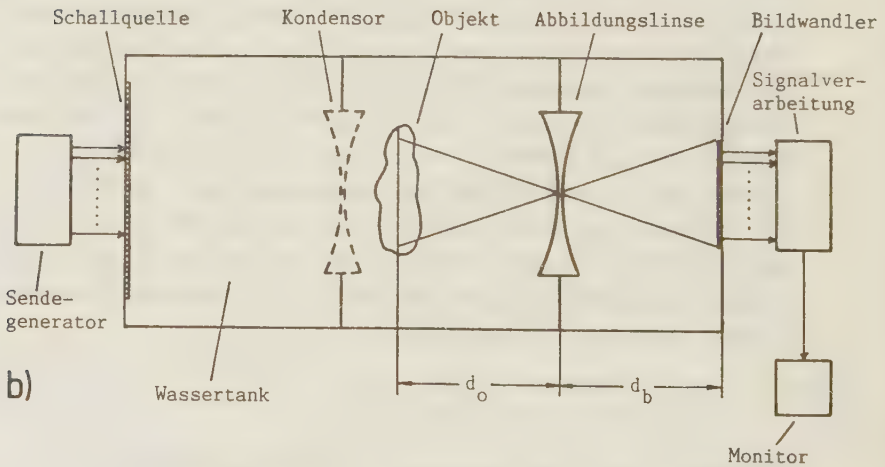
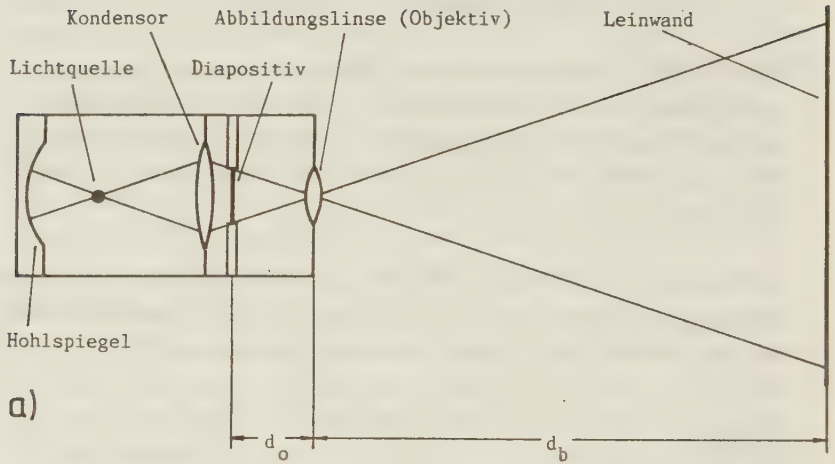


Abb. 2-1: Schematische Darstellung eines Diaprojektors (a) und einer Ultraschalltransmissionskamera (b)

d_o : Objektweite, d_b : Bildweite

eine Leinwand ist deshalb nur erforderlich, weil es vergrößert dargestellt werden soll. Andernfalls wäre eine Betrachtung desselben in Originalgröße ebenso gut im Durchlichtverfahren ohne Linse möglich, in dem es z.B. auf eine diffus leuchtende Mattglasscheibe gelegt wird.

Bei der UST-Kamera ist man nun bemüht, diese im optischen Bereich längst bekannte Art der Abbildung mittels Linse im akustischen Bereich zu imitieren. Dabei gibt es aber einige grundsätzliche Unterschiede: Im Interesse einer guten Bildauflösung muß zwangsweise kurzwelliger Schall, also Ultraschall, verwendet werden, womit auf Grund der viel zu hohen Dämpfungswerte Luft als Wellenausbreitungsmedium ausscheidet. Das bedeutet, daß alle Komponenten der in Abb. 2-1b skizzierten UST-Kamera, von der Schallquelle bis zum Bildwandler, inklusive das Objekt selbst, im Wasserbad untergebracht sein müssen. Allein aus diesem Grund ist bei medizinischen Objekten das Einsatzgebiet einer UST-Kamera vorwiegend für Extremitäten gedacht. Da menschliches Gewebe mit zunehmender Frequenz für den Ultraschall höhere Dämpfungswerte aufweist, ist ein Übergang zu beliebig kurzen Schallwellenlängen nicht möglich. Geeignete Schallwellenlängen in Wasser sind etwa drei Zehnerpotenzen größer als die mittlere Wellenlänge des sichtbaren Lichtes in Luft. Dies bedeutet von vornherein, daß die aus der Optik und von Röntgenbildern her gewohnten Auflösungswerte nicht erreichbar sind. Deshalb wird man bemüht sein, durch Linsen mit größtmöglichen Aperturen und kurzen Brennweiten diesen Nachteil so klein wie möglich zu halten. Im Gegensatz zu optischen Abbildungslinsen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in fast allen Medien akustischer Linsen größer als im Umgebungsmedium Wasser, weshalb konkave Linsenformen als Sammellinsen verwendet werden.

Die gravierendsten Unterschiede zwischen optischem Projektor und UST-Kamera liegen aber im Sender und Empfänger der jeweiligen Wellenart. Im Fall Diaprojektor genügt das vom primären Empfänger "Leinwand" ausgehende Streulicht für den Betrachter. Im Fall UST-Kamera ist eine Konversion vom Schalldruckbild in ein optisches Bild erforderlich, die praktisch immer über die Zwischenumwandlung in elektrische Ladungen erfolgt. Dazu ist, wie in der Fernsehtechnik, eine Zerlegung des Bildes in kleinste Rasterelemente nötig, wobei die Größe eines solchen Rasterpunktes durch die Größe des bzw. der abtastenden Schallwandler festgelegt ist. Auch auf der Senderseite ist der Aufwand bei einer

UST-Kamera erheblich größer als im Fall des Diaprojektors. Dies liegt daran, daß es zu der einfachen, aber recht idealen optischen Quelle "Glühlampe" kein gleichwertiges akustisches Analogon gibt. Dies müßte nämlich ein quasi-punktförmiger, isotrop strahlender Schallsender sein, der zudem, wie bei einem thermischen Strahler, eine Vielzahl völlig unkorrelierter Wellenzüge, verteilt über einen breiten spektralen Bereich, aussendet. Einfache, zu Sendezwecken taugliche Schallwandler, haben aber alle diese Eigenschaften nicht. Aufgrund ihrer ebenen Apertur weisen sie immer eine damit verbundene nichtisotrope Richtcharakteristik auf. Zudem müssen erst entsprechende Vorkehrungen getroffen werden, um ihre nutzbare Bandbreite zu vergrößern, wobei die dann resultierende Bandbreite nicht immer als ausreichend betrachtet werden kann. Ein dritter, nicht zu übersehender Nachteil liegt in der erheblich aufwendigeren Art der Ansteuerung: Für die Glühlampe ist praktisch nur der Effektivwert der eingespeisten Spannung maßgebend, während ihre Frequenz oder Kurvenform usw. in hohem Maße frei gewählt werden können, ohne daß dies merkliche Konsequenzen für das erzeugte Licht hätte. Bei einem Ultraschallwandler hingegen muß für eine gewünschte Schallfrequenz erst das entsprechende elektrische Ansteuersignal mit der gleichen Frequenz erzeugt und beim Übergang zu breitbandigeren Spektren die spektrale Gewichtung des elektrischen Ansteuersignals durch die Schallwandlerübertragungsfunktion berücksichtigt werden.

Es wird sich noch zeigen, daß zur Erzeugung eines genügend inkohärenten Ultraschallfeldes ein einzelner Sendeschallwandler nicht ausreicht, sondern zu einer flächig verteilten Schallquellenanordnung, bestehend aus einer Vielzahl unabhängiger Elementarstrahler, übergegangen werden muß. Dann ist es bei endlichem Abstand von Schallquelle zur Kondensorlinse auch nicht mehr möglich, die von der Quelle stammenden Schallwellen punktförmig im Zentrum der Abbildungslinse zu vereinigen, so daß sie letztere unbeeinflusst passieren könnten. Der Kondensor kann daher nicht in der optimalen Weise wie im optischen Bereich bei einer quasi-punktförmigen Lichtquelle fungieren. Im Interesse einer möglichst homogenen Beschallung des Objektes wird man den Abstand zwischen der Schallquelle und dem Objekt nicht zu klein wählen. Dann fällt aber auch der Abstand von der Schallquelle zur Abbildungslinse so groß aus, daß das Bild der Quelle bei nicht vorhandenem Kondensor bereits erheblich vor der eigentlichen Bildebene entsteht und somit auch ohne Kondensor der "ausgeleuchtete" Bereich der Bildebene in den meisten Fällen völlig ausreicht. In

Abb. 2-1b wurde daher der Kondensor nur gestrichelt eingezeichnet. Wie noch gezeigt wird, existieren Kamerasysteme, die mit (Abschn. 2.3.1) und solche, die ohne Kondensorlinse (Abschn. 2.3.2) ausgestattet wurden. Bei der hier konzipierten UST-Kamera ist keine Kondensorlinse vorgesehen.

Als weiterer wesentlicher Unterschied zur Optik muß unbedingt berücksichtigt werden, daß die Frequenzen des für die Abbildung medizinischer Objekte brauchbaren Ultraschalls im Mittel etwa 10^8 -mal niedriger sind als die des sichtbaren Lichts. Während bei optischen Abbildungsvorgängen die zur Lichtintensitätsbestimmung nötige Zeitmittelung über viele Wellenzüge für praktisch beliebig kurze Beobachtungszeiten a-priori erfüllt ist, muß dies bei einem bildgebenden Ultraschallsystem gesondert beachtet werden. Vor allem bei Echtzeitsystemen muß deshalb bei der Wahl der Bildauslese die erforderliche Mindestbeobachtungsdauer vorab überprüft werden.

Da man bei der UST-Kamera im gesamten Abbildungsweg an das Medium Wasser gebunden ist, gehört der Bildwandler als der primäre Bildempfänger mit zum Gerät und kann nicht, wie die Leinwand im Fall der optischen Abbildung, irgendwo im freien Raum aufgestellt werden. Um das erforderliche Wasserbecken klein zu halten, wird man deshalb den Abbildungsmaßstab $M = d_b/d_o$ mit dem kürzesten Abbildungsweg $d_{ges} = d_o + d_b$ wählen. Da selbst Wasser nicht völlig dämpfungsfrei ist, bedeutet dies zugleich minimal mögliche Dämpfung. Eine entsprechende Umformung von Gl. 2.1 liefert:

$$d_{ges} = d_o + d_b = (F/M)(M + 1)^2; \quad (2.2)$$

Die Ableitung bezüglich M zeigt, daß d_{ges} für $M = 1$ minimal wird und den Wert $4F$ hat. Zusammen mit Gl. 2.1 folgt dann:

$$d_o = d_b = 2F; \quad (2.3)$$

Bei medizinischen Objekten ist im allgemeinen ein abzubildender Ausschnitt von ca. $(15 \text{ cm})^2$ bis $(20 \text{ cm})^2$ ausreichend, so daß bei einer 1:1-Abbildung dann auch eine gleichgroße Fläche in der Bildebene abgetastet werden muß. Dies ist tatsächlich auch ein günstiger technologischer Kompromiß: Bei einer Verkleinerung ($M \ll 1$) würde nämlich die verbleibende Fläche pro Rasterpunkt so klein ausfallen, daß die nötige Ausleseelektronik unmöglich mehr in dessen Schatten Platz hätte (siehe

auch Abb. 5-4). Bei einer Vergrößerung ($M \gg 1$) wäre eine homogene Ankopplung des Bildwandlers an der Schnittstelle Wasser - Luft über dessen gesamte Fläche problematisch (Ein Betrieb dieses technologisch und elektronisch hochkomplexen Bausteines im Wasser selbst ist nicht vorgesehen). Darüberhinaus wirken sich die bei Linsen unvermeidlichen Abbildungsfehler im 1:1-Maßstab am wenigsten aus.

Bei der Diskussion des Diaprojektors wurde erwähnt, daß ein Dia bereits ein durch Projektion entstandenes Bild darstellt, zu dessen Betrachtung eine Linse nicht zwingend notwendig ist. Bei einer UST-Kamera hingegen ist stets eine Abbildungslinse erforderlich, weil das darzustellende Objekt nicht wie das optische Dia bereits in der Form eines zweidimensionalen Bildes vorliegt, sondern allgemein als dreidimensionales Gebilde. Erst durch den begrenzten Tiefenschärfebereich, also durch eine Eigenschaft der Abbildungslinse selbst, wird von dem Objekt eine bestimmte Querschnittsfläche selektiv zur Abbildung gebracht.

2.2 Konventionelle Schallquellen und Bildwandler für Transmissionskameras

Die für einen interferenzfreien Abbildungsvorgang erforderliche inkohärente Beschallung des Objektes sowie die Abtastung des erzeugten Schalldruckbildes stellen nach wie vor die größten Schwierigkeiten beim Bau einer UST-Kamera dar. Es sollen deshalb einige dem bisherigen Stand der Technik entsprechende Ausführungsformen vorgestellt werden.

Inkohärente Schallfelder können im wesentlichen nach zwei verschiedenen Methoden erzeugt werden: Entweder durch Zerstörung der Kohärenz eines vorhandenen kohärenten Wellenfeldes mittels Streuung an mechanisch bewegten Teilchen oder durch den Einsatz einer Vielzahl unabhängiger Senderschallwandler.

Eine Lösung nach ersterer Methode stellt z.B. die in /31/ beschriebene Phasendiffuserscheibe dar. Dies ist eine kreisrunde Scheibe mit rasterartiger Unterteilung in zwei Arten von Zellen: Solche, die eine 180° -Phasendrehung bewirken und solche, die die Phase nicht ändern. Beide Zellenarten kommen insgesamt gleichhäufig vor, sind aber sonst in völlig regelloser Anordnung über die gesamte Scheibe verteilt. Mit Hilfe eines Keiles wird dann ein Schallwandler über Eck an die Scheibe so montiert, daß keine reflektierten Wellen zurück zum Schallwandler gelangen können. Dadurch können sich auch keine stehenden Wellen ausbilden, wodurch die Bandbreite größer und nurmehr vom Schallwandler selbst bestimmt wird. Die gesamte Anordnung wird im Wasser in Rotation versetzt, so daß von einem festen Beobachtungspunkt aus beide Zellenarten in statistischer Weise abwechseln, vergleichbar mit einer statistischen Phasenumtastung. Die mechanische Rotation darf aber in dem im Abbildungsweg befindlichen Wasser keine Turbulenzen hervorrufen, da sonst der Bildaufbau gestört wird. Allein deshalb sind nur niedrige Drehzahlen möglich, und die für das Wellenfeld resultierende Kohärenzzeit ist für Echtzeitbildauslese viel zu groß.

Ein in /14/ vorgestelltes Schallquellenkonzept beruht ebenfalls auf dem Prinzip mechanisch bewegter Teilchen. Allerdings kann hier das im Abbildungsweg befindliche Wasser nicht mit in Bewegung geraten, da ein separat abgeschlossenes Wasservolumen in den eigentlichen Wassertank eingebracht wird. Dieses als Wirbelkammer bezeichnete Wasservolumen kann mit-

tels Wasserzufluß und -abfluß in turbulente Strömung versetzt werden. Es enthält eine Vielzahl kleiner Polystyrolzylinder, die dann in völlig regelloser Weise herumgewirbelt werden und so durch Schallstreuung die Kohärenz einer einfallenden Welle zerstören. Dabei ist sowohl Transmissions- /21/ als auch Reflexionsbetrieb /22/ der Wirbelkammer möglich. Da die turbulente Wasserzirkulation in dieser Kammer einem oberen Grenzwert unterliegt, kann die Bewegung der Polystyrolteilchen nicht beliebig schnell erfolgen. Die minimal erreichbare Kohärenzzeit von ca. 1 ms /21/ ist für Echtzeitkameras jedoch immer noch zu lang.

Bei einer in /59/ beschriebenen Schallquellenanordnung wird von vornherein durch 25 verschiedene Schallwandler ein inkohärentes Schallfeld erzeugt. Die einzelnen für sich relativ schmalbandigen Schallwandler weisen dabei unterschiedliche Resonanzfrequenzen auf und werden sequentiell impulsartig angeregt, wodurch insgesamt eine viel größere Bandbreite resultiert. Es ist leicht einzusehen, daß der Grad der erzielbaren örtlichen Inkohärenz mit der Anzahl der unabhängigen Senderschallwandler zunimmt, ebenso aber der damit verbundene technische Aufwand. Es stellt aber eine solche, auf dem Prinzip vieler einzelner Senderschallwandler beruhende Schallquellenanordnung für eine UST-Kamera mit Echtzeitbetrieb die einzig sinnvolle Alternative dar, da sie keine mechanisch bewegten Teile erfordert und somit inkohärente Schallfelder mit ausreichend kurzer Kohärenzzeit erzeugen kann.

Bei der Vorstellung bisher bekannter Bildwandler soll hier nur auf sog. indirekte Bildwandler eingegangen werden, bei denen also nicht unmittelbar aus einem vorhandenen Schalldruckbild ein optisches Bild erzeugt wird, sondern zunächst ein auslesbares, elektrisches Ladungsbild. Nur solche Bildwandler ermöglichen, die enormen Vorteile der elektronischen Bildsignalverarbeitung, wie z.B. Speicherung, Übertragung, Filterung usw., zu nutzen.

Den wohl bekanntesten und zugleich ältesten elektronischen Bildwandler stellt die Sokolov-Röhre dar. Sie ähnelt rein äußerlich einer üblichen Oszillographenröhre, ihr "Bildschirm" besteht aber aus einer Piezokristallplatte, deren Außenseite unmittelbar an das Wasser mit dem auszuwertenden Schalldruckbild grenzt. An der im Röhreninneren befindlichen Piezoplattoberfläche bilden sich Oberflächenladungen aus, die zwar mit der Frequenz des einfallenden Ultraschalles oszillieren, aber eine dem

Schalldruckbild entsprechende örtlich feststehende Amplitudenverteilung aufweisen. Diese Ladungen werden mit einem Elektronenstrahl zeilenweise abgetastet. Dabei entstehen Sekundärelektronen, die durch die Oberflächenladungen der Piezoplatte eine Modulation erfahren. Sie werden in einem Kollektor aufgefangen, so daß in dessen Stromzuführung ein mit dem Bildinhalt modulierter Strom resultiert. Mit einer solchen Röhre können Empfindlichkeiten bis zu $8 \cdot 10^{-11} \text{ W/cm}^2$ erreicht werden /42/. Gleichzeitig bringt die Sokolov-Röhre aber auch Nachteile mit sich, die prinzipiell nicht alle umgangen werden können. Da die Röhre evakuiert ist, muß die Piezoplatte dem vollen Luft- und Wasserdruck standhalten, weshalb lange Zeit nur relativ kleine Plattendurchmesser realisierbar waren. Mittels einer zusätzlichen Metall-Fiber Platte als Stirnfläche konnten später Plattendurchmesser bis 140 mm bruchsfest hergestellt werden /32/. Die zur Schallkonversion verwendete Piezokeramikplatte weist ein ausgeprägtes $\lambda/2$ -Resonanzverhalten auf und erlaubt demnach nur den Betrieb in der Nähe der Resonanzfrequenz bzw. der zugehörigen ungeradzahigen Oberschwingungen. Wird die Resonanzbedingung verletzt, so nimmt die Empfindlichkeit rasch ab. Der größte und zugleich unumgängliche Nachteil der Sokolov-Röhre liegt aber in der sequentiellen Abtastung aller Bildpunkte. Die Beobachtungsdauer pro Bildpunkt ist tatsächlich nur so lange wie die entsprechende Aufenthaltsdauer des abtastenden Elektronenstrahls. Da die abgefragten Oberflächenladungen mit der Ultraschallfrequenz oszillierende Wechselladungen sind, ist ein Integrationseffekt über die Dauer einer gesamten Bildwechselperiode, wie er sonst bei den üblichen Bildaufnahmerröhren der Fernsehtechnik (z.B. Ikonoskop) ausgenutzt wird, nicht möglich. Versuche, mittels einer pyroelektrischen Schicht das Schallbild als ortsfestes Temperaturgefälle über eine volle Bildwechselperiode auf Integrationsbasis zu erfassen /35/, stellen wegen der damit verbundenen schlechten Bildauflösung keine Verbesserung dar.

Es sind auch Bildwandler bekannt, bei denen anstelle eines Elektronenstrahles ein Laser- oder anderweitig erzeugter Lichtstrahl zur Bildabtastung verwendet wird (z.B. /37/,/25/). Zur Bildwandlung wird hier eine großflächige, beidseitig metallisierte Piezoplatte benutzt, wobei aber zwischen der dem Wasser abgewandten Plattenoberfläche und der Metallisierung eine photoleitende Schicht eingelagert ist. Diese wird bei Beleuchtung durch den Lichtstrahl punktförmig leitend gemacht und erlaubt so ebenfalls eine sequentielle Bildauslese. Ein derartiges Verfahren weist aber neben den gleichen, bei der Sokolov-Röhre diskutierten Nach-

teilen noch weitere Nachteile auf. Zunächst ist eine i.a. recht aufwendige Einrichtung zur zeilenweisen Ablenkung des Lichtstrahles erforderlich. Weiterhin wirken sich die nichtidealen Eigenschaften der photoleitenden Schicht in erheblichem Maße aus: Da bei N^2 abzufragenden Bildpunkten immer die Rest-Impedanzen von $N^2 - 1$ ausgeschalteten Quellen einer eingeschalteten parallel liegen, muß der Photoleiter ein äußerst hohes "off/on"-Impedanzverhältnis aufweisen. Da die zu schaltenden Ladungen aber mit der Schallfrequenz oszillieren, muß der Photoleiter auch extrem schnelle Schaltereigenschaften aufweisen. Beide Anforderungen zugleich sind bei bisher bekannten photoleitfähigen Schichten nicht zufriedenstellend erfüllbar. Durch Auslese mit einem im Kilohertzbereich gestasteten Laserstrahl werden die jeweils ausgelesenen Oberflächenladungen moduliert, so daß bei selektiver Auswertung der Seitenbänder das störende Übersprechen ausgeschalteter Elemente bis zu einem gewissen Grad reduziert werden kann /36/, /37/, /43/. Derartige Kunstgriffe sind aber auf Schmalbandanwendungen begrenzt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß alle Bildwandlersysteme, die von ihrem Prinzip her nur eine rein serielle punktweise Bildauslese gestatten (z.B. Sokolov-Röhre, Laserabtastung) für Echtzeitsysteme unbrauchbar sind. Die pro Rasterpunkt verbleibende Beobachtungszeit (Auslesezeit) ist für die Auswertung der Schalldruckamplitude bzw. -intensität zu kurz (siehe auch Tab. 2-1 nächster Abschnitt), da die punktweise ausgelesenen Ladungen nicht das Ergebnis einer Integration über die volle Bildwechselperiode darstellen, sondern eine mit dem momentanen Schalldruck einhergehende Zeitfunktion.

Als dritte und letzte Möglichkeit der Schallbildauslese sei der piezoelektrische Flächenwandler genannt. Dabei wird jedem Rasterpunkt ein Piezoelement als Schallwandler und ein elektronischer Schalter bzw. schaltbarer Verstärker zur Adressierung des jeweiligen Bildpunktes zugeordnet. Eine solche Empfangsmatrix stellt die wohl aufwendigste und technologisch am schwierigsten zu beherrschende Art der Schallbildkonversion dar. Sie ist aber vom Prinzip her nicht an punktweise serielle Bildauslese gebunden und erlaubt zudem, bei Wahl geeigneter Piezomaterialien, Breitbandbetrieb. Für eine UST-Kamera im Echtzeitbetrieb sind daher solche Bildwandler die geeignetsten. Es sind auch Ausführungsformen bekannt, die bidirektionalen Betrieb, also den Einsatz als Empfangs- und Sendematrix, zulassen. Dann können jedoch nur reine Schalter und

keine schaltbaren Verstärker für die einzelnen Elemente vorgesehen werden, so daß im Empfangsfall dann schlechtere Überkoppel- und S/N-Werte resultieren. Auch von der technologischen Seite her gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Versionen piezoelektrischer Flächenwandler: Voll integrierte Einheiten, bei denen alle Rasterpunkte mit der zugehörigen Elektronik auf einem Wafer untergebracht sind, sowie hybride Versionen, die gegebenenfalls in Untereinheiten (z.B. Zeilen) unterteilbar sind. Abschließend seien einige bisher bekannte - mit und ohne Erfolg gebaute - Flächenwandler aufgezählt:

Voll integrierte Versionen:

- *) 64×64-Matrix mit schaltbaren Verstärkern, Pixelgröße $(0,25 \text{ mm})^2$.
Technologische Schwierigkeiten führten aber dazu, daß kein einsatzfähiger Bildwandler gebaut werden konnte (Kurzschlüsse bei sich überkreuzenden Leiterführungen, zu hoher Spannungsabfall innerhalb der Leiterführungen usw. /23/),
- *) 8×8-Matrix mit schaltbaren Verstärkern, Pixelgröße $(2 \text{ mm})^2$, /24/.

Hybride Versionen (jeweils ohne Verstärker, also nur mit Schaltern):

- *) 10×10-Matrix, auch als Sendematrix einsetzbar, da spannungsfeste DMOS-FETs als Schalter Verwendung fanden, Pixelgröße $(3,8 \text{ mm})^2$, /40/,
- *) 16×16-Matrix, unterteilbar in einzelne Zeilen. Jede Zeile hat als Schalter einen käuflichen 16:1-Multiplexerchip, Pixelgröße $(1,5 \text{ mm})^2$, /39/,
- *) 23×23-Matrix, Pixelgröße $(0,8 \text{ mm})^2$, /41/,
- *) 32×64-Matrix, Pixelgröße $0,8 \times 1,2 \text{ mm}^2$ mit jeweils 0,2 mm Zwischenraum, /38/.

2.3 Konzeptionen bestehender Transmissionskameras

2.3.1 Die Transmissionskamera der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung

Abb. 2-2 zeigt eine schematische Darstellung der UST-Kamera der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung (GSF-Neuherberg/München, /22/). Als Besonderheit dieses Systems ist die in Abschn. 2.2 beschriebene Wirbelkammer-Schallquelle zu erwähnen. Sie wird gemäß Abb. 2-2 von zwei seitlich angeordneten Schallwandlern angestrahlt, die ein Sweep-Signal mit ca. 1,7 MHz Mittenfrequenz aussenden. Als Linsenmaterial wird Polystyrol verwendet, da es niedrige Dämpfungswerte aufweist. Der eingezeichnete Umlenkspiegel aus Aluminium ist im 45° -Winkel so angeordnet, daß das erzeugte Bild genau an der Wasseroberfläche entsteht. Dort wird es von einem eindimensionalen Empfangsarray, bestehend aus 200 Elementen, abgetastet, indem das Array in Querrichtung 200 mm mechanisch verschoben wird.

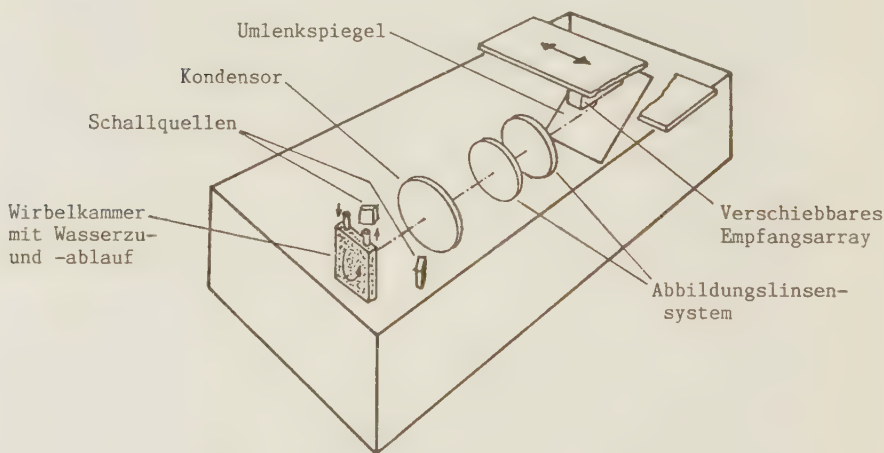


Abb. 2-2: Schematische Darstellung der UST-Kamera der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung (nach /22/)

Diese bereits mehrere Jahre existierende Kamera liefert recht brauchbare Transmissionsbilder. Ihr Hauptnachteil liegt aber in der sehr hohen Bildaufbauzeit von ca. 10 s, die durch den mechanischen Scan bedingt ist. Dabei ist für die obere Grenze der Scan-Geschwindigkeit weniger die Bewegung der mechanischen Masse des Arrays ausschlaggebend, sondern vielmehr die Bildung von Turbulenzen an der Wasseroberfläche. Eine Weiterführung dieses Konzepts für Echtzeitbetrieb ist aus diesen Gründen nicht möglich. Darüber hinaus würde auch die verwendete Wirbelkammer als Schallquelle unbrauchbar werden, da dann die Kohärenzzeit des so erzeugten inkohärenten Schalls wieder zu groß ist.

2.3.2 Die Transmissionskamera des Stanford-Research-Institutes

In Abb. 2-3 ist die UST-Kamera skizziert, die im Stanford-Research-Institut in Kalifornien entwickelt wurde und auch unter dem Begriff "SRI-Kamera" oder "Greensche Kamera" bekannt ist /19/,/43/.

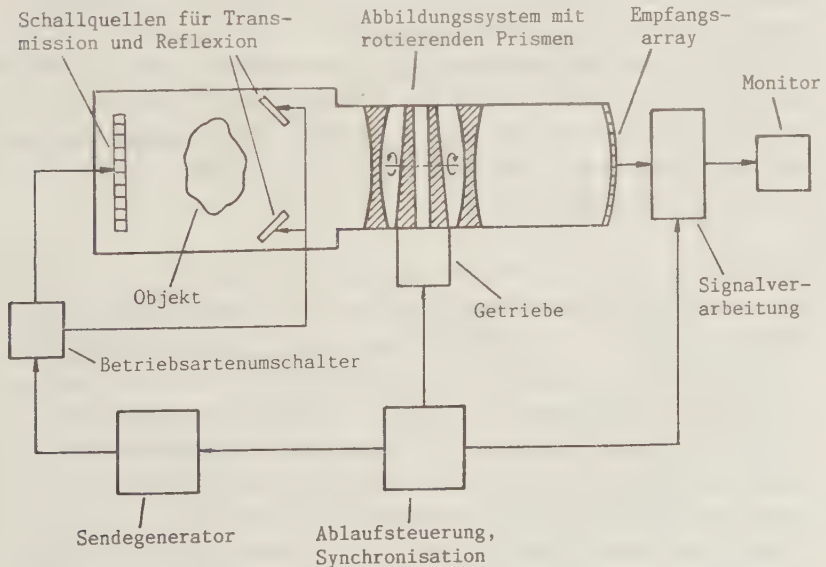


Abb. 2-3: Schematische Darstellung der UST-Kamera des Stanford-Research-Institutes

Bei dieser Kamera wird bereits eine Multielement-Schallquelle, bestehend aus 35 sequentiell pulsartig angeregten Schallwandlern, benutzt, wie sie im Abschn. 2.2 beschrieben ist. Darüber hinaus besteht auch eine Umschaltmöglichkeit auf zwei seitlich angeordnete Schallquellen, um Rückstreubilder zu erzeugen. Die Besonderheit dieses Systems liegt in der Bildablenkung durch das Linsensystem /56/,/57/. Dabei wird die eigentliche Abbildungslinse aus der "Serienschaltung" dreier Linsensysteme gebildet: Einer bikonvexen Flüssigkeitslinse, bestehend aus dem fluorisierten Kohlenwasserstoff Flutec FC 75 mit der gegenüber Wasser sehr langsamen Schallgeschwindigkeit von ca. 600 m/s, und zwei gleichartiger bikonkaver Polystyrollinsen als Berandung. Im flüssigen Innenmedium - fourieroptisch gesehen also in der Ortsfrequenzebene - sind nun zwei kreisrunde Polystyrolprismen angeordnet, die mit einer Geschwindigkeit von 7,5 Umdrehungen pro Sekunde gegenläufig rotieren. Dadurch wird das vom restlichen Linsensystem erzeugte Bild in der Bildebene sinusförmig abgelenkt. (Durch die gegenläufige Rotation wird erreicht, daß in der Ortsfrequenzebene ein zeitvariabler, aber nur eindimensionaler Phasenshift resultiert, was letztlich eine zeitvariable Verschiebung in einer Dimension im Ortsbereich bedeutet.) Zur Bildauslese genügt also wiederum ein nur eindimensionales Array. Es besteht aus 192 Elementen und ist in leicht gebogener Form ausgeführt, um den Einfluß der bei der Abbildung auftretenden Bildfeldwölbung zu kompensieren. Eine zusätzliche zylindrische Vorsatzlinse weitet das Bildfeld in der Querdimension etwas auf, so daß breitere und damit großflächigere Empfangsschallwandler verwendet werden können, die mit ihren niedrigeren Quellimpedanzen die elektrische Auslese erleichtern.

Die SRI-Kamera kann mit ihren max. 15 Bildern pro Sekunde schon als Echtzeitsystem angesehen werden. Eine weitere Steigerung der Bildwechselzahl ist jedoch nicht möglich, da sonst durch die rotierenden Prismen in der Umgebungsflüssigkeit Turbulenzen auftreten würden. Als Hauptnachteil ist der große mechanische Aufwand und die damit verbundene Verschleißanfälligkeit zu nennen. Die Justage und Synchronisation des Prismenantriebs mit der Bildablenkung am Monitor bereitet erhebliche Probleme, zumal die nichtlineare, sinusförmige Ablenkung des Schallbildes auf der elektrischen Seite eine spezielle Entzerrung erforderlich macht, um den Bildlinearitätsfehler zu kompensieren. Außerdem bekommt die gesamte Anlage durch den Motorantrieb recht unhandliche Abmessungen. Ein weiteres Problem stellen die vielen Grenzflächen in dem recht aufwendi-

gen Linsensystem dar. Die dadurch auftretenden Mehrfachreflexionen machen eine zeitkontinuierliche Objektbeschallung unmöglich und zwingen zu einem Burstbetrieb mit einer maximalen Burstlänge von 50 μ s. Auf diese Weise werden beim Bildaufbau ca. drei Viertel der zur Verfügung stehenden Zeit und dementsprechender S/N-Gewinn verschenkt.

2.4 Ein neues Transmissionskamera-Konzept

Bei der Neukonzeption einer UST-Kamera wird man sich zunächst an existierenden Systemen (z.B. Abschn. 2.3) orientieren und versuchen, deren Vorteile zu vereinen, aber gleichzeitig all deren Nachteile zu umgehen. Dies führte zu der folgenden Liste von Hauptanforderungen, die vorab an die neue UST-Kamera gestellt wurden:

- *) Echtzeitbetrieb mit einer Bildwechselperiode von $T_B = 1/25$ s,
- *) keine mechanisch bewegten Teile, sondern rein elektronische Bildabtastung,
- *) zeitkontinuierlich, also ungetastet betriebene Multielement-Schallquelle zur Erzeugung von Schallfeldern mit ausreichend kurzer Kohärenzzeit; die Sendesignale sollen eine definierte Bandbreite von 1 MHz aufweisen,
- *) wählbare spektrale Lage der Sendesignale (von jeweils 1 MHz Bandbreite) zur Abdeckung des gesamten, für medizinische Diagnostik interessanten Frequenzbereiches, d.h., die Bandmittenfrequenz kann im Bereich von 2 MHz bis 7 MHz für alle Sendesignale gemeinsam festgelegt werden; dieselben Frequenz- und Bandbreitebedingungen müssen entsprechend auf der Empfangsseite der Kamera erfüllt sein,
- *) abgetasteter Bildausschnitt vorerst $(10 \text{ cm})^2$, durch Vierer-Struktur aber auf $(20 \text{ cm})^2$ erweiterbar,
- *) laterale Bildauflösung $\Delta x \leq 1,5 \text{ mm}$, selbst bei Wahl der niedrigsten Bandmittenfrequenz von 2 MHz.

An Hand obiger Liste ist leicht abzuschätzen, daß die größte Schwierigkeit beim Bau einer solchen Kamera die geforderte rein elektronische Bildauslese bedeutet. Dazu ist ein zweidimensionaler Bildwandler mit entsprechend hoher Pixelzahl und damit hohem technologischen Aufwand zwingend erforderlich. Abb. 2-4 zeigt die Anordnung der für die geplante UST-Kamera erforderlichen Komponenten. Zur Beschallung des Objekts ist eine Weiterentwicklung der bei der SRI-Kamera verwendeten 35-Element-Schallquellenanordnung vorgesehen. Um die örtliche Inkohärenz zu steigern, soll deshalb ein zweidimensionales Sendearray (Sendematrix) mit 10×10 Elementen verwendet werden, die alle einzeln mit unabhängig voneinander erzeugten, breitbandigen Sendesignalen zeitkontinuierlich angesteuert werden. Insgesamt werden vier solcher Sendematrizen in einer Ebene angeordnet, so daß das Objekt über einen großen Bereich homogen

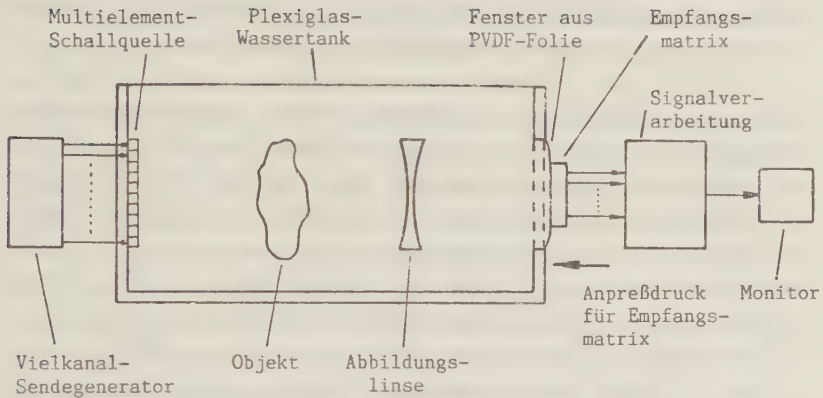


Abb. 2-4: Schematische Darstellung der geplanten UST-Kamera

beschallt wird. Jedes von dem Vielkanal-Sendegenerator bereitgestellte Ansteuersignal belegt für sich eine Bandbreite von 1 MHz mit jeweils gleicher Bandmittenfrequenz, die zwischen 2 MHz und 7 MHz frei gewählt werden kann. Da die Sendematrizen selbst nur über eine maximale Bandbreite von ca. 1 MHz verfügen, müssen diese allerdings je nach Wahl der Bandmittenfrequenz ausgetauscht werden.

Als Linsensystem genügt zur Abbildung eine einzige, bikonkave Linse, so daß im Strahlengang zwischen Objekt und Empfänger nur zwei Grenzschichten auftreten, also die überhaupt mögliche Mindestzahl. Dadurch werden vorab alle bei einem aufwendigen Linsensystem mit vielen Grenzflächen auftretenden Probleme, wie Mehrfachechos, stehende Wellen und damit periodisches Resonanzverhalten usw., auf ein Mindestmaß reduziert. Die Beschallung des Objekts braucht dann nicht getastet zu werden, sondern kann zeitkontinuierlich erfolgen. Als Linsenmaterial ist Polystyrol vorgesehen, das zwar gegenüber dem ebenfalls gebräuchlichen Plexiglas einen ca. 15% niedrigeren Brechungsindex aufweist, andererseits aber einen etwa vierfach niedrigeren Dämpfungswert besitzt und deshalb dem Plexiglas vorzuziehen ist. Außerdem ist Polystyrol mit seiner im Vergleich zu Wasser nur 1,7-fach höheren akustischen Impedanz

sogar etwas besser an dieses Medium angepaßt als Plexiglas, das einen ca. 2,15-fach höheren Impedanzwert als Wasser hat. Zum Ausgleich des verbleibenden Impedanzgefälles können eine oder mehrere Anpaßschichten an den zwei Grenzflächen vorgesehen werden. Die Apertur der Linse muß so groß gewählt werden, daß die geforderte Mindestauflösung von 1,5 mm bei Verwendung der niedrigsten Senderfrequenz gewährleistet ist.

Den Hauptschwerpunkt der neuen UST-Kamera stellt das zweidimensionale Empfangsarray dar. In dem ausgearbeiteten Konzept ist eine strikte Trennung zwischen den beiden Teilaufgaben "Schall-Ladungs-Konversion" und "sequentielle Ladungsauslese" vorgesehen. Auf Grund dieser Aufgabentrennung ist es auch möglich, Ladungsbilder zweidimensional auszulesen, die z.B. nicht durch Ultraschall erzeugt wurden, so daß die technologisch aufwendige Ladungsauslesematrix universeller einsetzbar wird. Im Gegensatz zu den Empfangsschallwandlern existierender UST-Kameras wird hier zur Schall-Ladungs-Konversion kein kristallines Piezomaterial, sondern ein Piezopolymer verwendet, welches unter dem Begriff "PVDF" (Polyvinyl-Difluorid) bekannt ist (siehe z.B. /27/). Ein solcher folienhafter Schallwandler eignet sich zugleich hervorragend als Schnittstelle zwischen Wasserbecken und Außenwelt (siehe Abb. 2-5), so daß die gesamte zur Ladungsauslese erforderliche Elektronik problemlos außerhalb des Wasserbeckens angeordnet werden kann. Dabei zeigt sich, daß bereits recht dünne Folien (z.B. 25 µm) bei einem Fensterdurchmesser von immerhin 30 cm dem Wasserdruck mühelos standhalten. Die an das Wasser grenzende Folieninnenseite ist ganzflächig metallisiert und stellt die gemeinsame Masseelektrode dar. Ein hier vorherrschendes Schalldruckbild zeigt sich als ein entsprechendes ortsfestes Oberflächenladungsbild auf der nicht metallisierten Folienaußenseite. Dieses Ladungsbild kann dann durch Anpressen vieler rasterpunktartig aneinandergereihter Gegenelektroden kapazitiv punktweise ausgelesen werden. Gegenüber herkömmlicher, relativ schmalbandiger Piezokristallwandler weist die PVDF-Folie ein ausgezeichnet breitbandiges Frequenzverhalten auf und ist weit über den hier interessierenden Frequenzbereich hinaus einsetzbar. Dies ist hauptsächlich eine Folge der relativ hohen dielektrischen Verluste und der guten Impedanzanpassung an das Medium Wasser. Während die akustische Impedanz von PVDF nur ca. 2,7-mal höher als die von Wasser ist, weisen Piezokristalle Impedanzwerte auf, die bis zu 25-fach höher als die Impedanz des Wassers sind. Allerdings stellen PVDF-Wandler elektrisch gesehen eine Quelle sehr hohen Innenwiderstandes dar, wodurch die Anforde-

rungen an die elektrische Ladungsauslese höher gestellt sind, als bei der Auslese piezokeramischer Wandler.

Bei der Konzeption dieser Komponente, die im folgenden als Auslesematrix bezeichnet wird, müssen vorab einige physikalische Randbedingungen berücksichtigt werden. Da ein quadratisches Bildfeld vorgesehen ist, wird das Bild aus gleich vielen, z.B. N Zeilen und N Spalten bestehen. Eine obere sinnvolle Grenze für N ist zunächst durch das begrenzte Auflösungsvermögen des menschlichen Auges von ca. 1,5 Winkelminuten gegeben. Nachdem in der Praxis der Abstand zwischen Betrachter und Bildschirm wenigstens viermal so groß wie die Bildschirmhöhe ist, können für $N > 600$ die Rasterpunkte nicht mehr einzeln als solche erkannt werden. Diese Zahl ist tatsächlich Anhaltspunkt für bildgebende Systeme mit hohen Qualitätsanforderungen (so hat z.B. die europäische CCIR-Fernsehnorm 586 sichtbare Zeilen /28/). Bei Bildsystemen mit technisch recht kompliziertem Bildaufbau (wie z.B. Ultraschall-Computer-Tomographie-Geräte oder UST-Kameras) begnügt man sich hingegen mit kleineren Werten für N und nimmt eine sichtbare Rasterung in Kauf. Ein sinnvoller Wert für N bestimmt sich hier vielmehr durch das Verhältnis von Seitenlänge X_B des abgetasteten Bildfeldes zu lateraler Bildauflösung Δx . Zwei im Abstand Δx auftauchende Maxima bedeuten eine Ortsfrequenz von $1/\Delta x$ (Grundschwingung). Nach dem Shannonschen Abtasttheorem muß nun mindestens mit der Frequenz $2/\Delta x$ abgetastet werden, also mit einer maximalen Schrittweite von $\Delta x/2$. Dies bedeutet für die Zahl N :

$$N \geq \frac{X_B}{\Delta x/2} = 2X_B/\Delta x; \quad (2.4)$$

Bei den gegebenen Werten von $X_B = 200 \text{ mm}$ und $\Delta x = 1,5 \text{ mm}$ ist Gl. 2.4 exakt erst ab $N = 267$ erfüllt. Um aber digitale Bausteine in der weiteren Empfangselektronik (Adressier-Register, Multiplexer, Speicher usw.) optimal ausnutzen zu können, wurde die benachbarte Zahl $N = 256 = 2^8$ gewählt und die Rasterschrittweite auf $0,8 \text{ mm} \approx \Delta x/2$ festgelegt. Diese Länge entspricht bei vernachlässigbar kleinem Zwischenspalt gleichzeitig der Seitenlänge eines quadratischen Empfangspixels und wird im folgenden mit X_E bezeichnet. Eine derart kleine Pixelfläche von $X_E^2 = 0,64 \text{ mm}^2$ bedeutet eine extrem hochohmige elektrische Quelle, die direkt an ihrem Ort einen impedanzkonvertierenden Verstärker erfordert, bevor an eine störungsfreie Signalweiterführung gedacht werden kann. Als Elementarzelle wird nun eine Anordnung von Abb. 2-5 definiert. Sie besteht aus

einer Metallfläche der Größe X_E^2 zum kapazitiven Abgriff der Oberflächenladungen an der PVDF-Folienaußenseite und einem Verstärker, der im Fall einer beabsichtigten Multiplexung schaltbar ausgeführt sein muß.

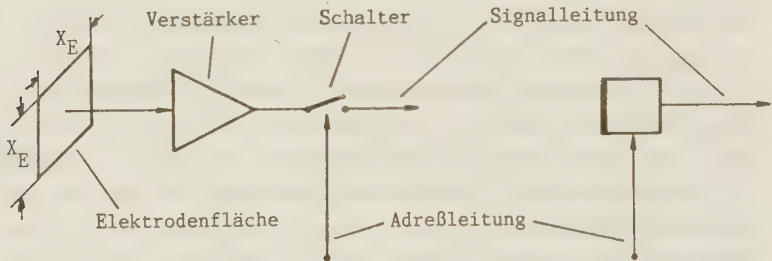


Abb. 2-5: Schaltbare Elementarzelle, bestehend aus Elektrodenfläche, Verstärker, Schalter, Signal- und Adreßleitung; rechts im Bild als vereinfachtes Symbol dargestellt. Bei nicht schaltbaren Elementarzellen erübrigen sich Schalter und Adreßleitung.

Während die Linse und der folienhafte Piezoschallwandler für alle Bildpunkte simultan arbeiten, tritt erstmals bei der Auslesematrix die Echtzeitbedingung in den Vordergrund. Obwohl nun diese Bedingung die Auswahl der im folgenden diskutierten Möglichkeiten hinsichtlich Auslesemodus, Signalverarbeitungskapazität usw. stark einengt, soll dennoch diesbezüglich ein allgemeiner Überblick gegeben werden, zum einen, um den gewählten Auslesemodus zu begründen und zum anderen, um eine Übersicht für andersartige Systeme zu gewinnen. Bei der Wahl der Elementarzellenzahl gibt es - von Mischkombinationen einmal abgesehen - drei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten:

- *) N^2 Elementarzellen in Matrixstruktur, ortsfest,
- *) N Elementarzellen in linearer Struktur, in der dazu senkrechten Richtung mechanisch gescant,
- *) 1 Elementarzelle, in beiden Dimensionen mechanisch gescant.

Die von den Elementarzellen stammenden Signale müssen in der sog. Bildsignalverarbeitungskomponente zu einem Videosignal für den Monitor aufbereitet werden. Dies kann für mehrere Elementarzellen gleichzeitig

(parallel) oder zeitlich hintereinander (seriell) erfolgen, je nach Zahl der vorhandenen "signalverarbeitenden Kanäle" (im folgenden wird meist nur der Begriff "Kanal" verwendet). Wiederum gibt es drei Möglichkeiten:

- *) N^2 Kanäle (nur bei N^2 Elementarzellen möglich),
- *) N Kanäle (nur bei N^2 oder N Elementarzellen möglich),
- *) 1 Kanal.

Je nach gewählter Anzahl von Elementarzellen und Kanälen ist dann der Multiplexmodus festgelegt, da das Endergebnis ein in einer einzigen Leitung zu übertragendes Videosignal darstellen muß. Die im folgenden verwendeten Begriffe "Pre-" und "Postmultiplexung" seien mit Hilfe von Abb. 2-6 erläutert. Ein vor einem Kanal erfolgender Schaltvorgang wird als Premultiplexung bezeichnet, ein danach erfolgender Schaltvorgang entsprechend als Postmultiplexung. Da jeder Rasterpunkt von einem anderen unterscheidbar gemacht werden muß und wegen der geforderten Bandbreite bei der großen Zahl von Elementarzellen kein Frequenzmultiplexbetrieb möglich ist, erfordert jeder Punkt einen Schaltvorgang.

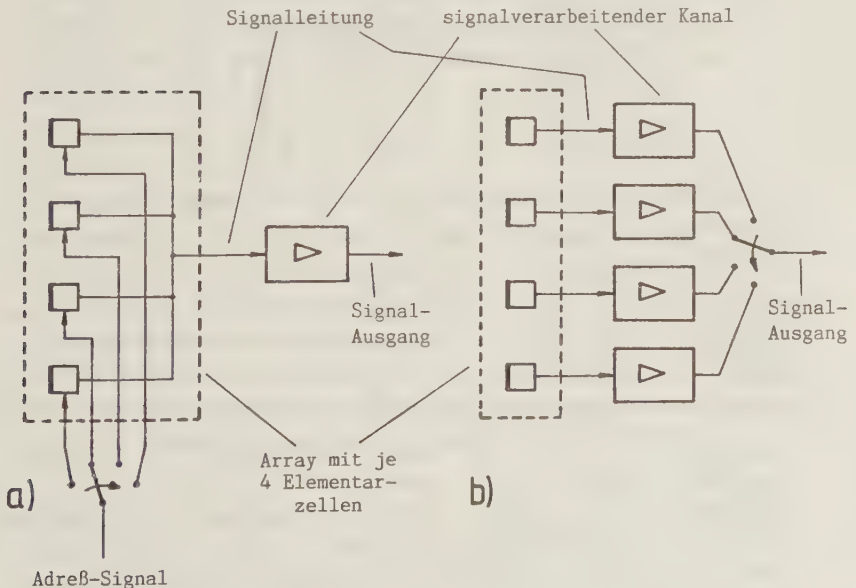


Abb. 2-6: Zur Erläuterung der Begriffe Premultiplexung (a) und Postmultiplexung (b)

Wie Abb. 2-6b zeigt, erlaubt der simultane Einsatz von N Kanälen eine N-fach längere Auslesezeit der von den Elementarzellen gelieferten Signale und damit einen dementsprechenden S/N-Gewinn. Neben der N-fachen Kanalzahl sind bei der Postmultiplexversion aber auch N einzelne Signalleitungen erforderlich, was hinsichtlich Störeinkopplungen und Übersprechen problematischer ist als bei der Premultiplexversion. Letztere benötigt nur eine gemeinsame Signalleitung und die erforderlichen N Adreßleitungen sind vergleichsweise unkritisch, da sie nur geschaltete Gleichspannungspegel (digitale Signale) zu übertragen brauchen. Im folgenden wird die Zeitspanne, in der eine Elementarzelle mit einem Kanal verbunden ist, mit Auslesezeit einer Elementarzelle (oder Pixelauslesezeit) T_E bezeichnet. Eine Übersicht über die verschiedensten Kombinationen von Elementarzellenzahl, Zahl der Kanäle und Auslesemodus usw. ist in Tab. 2-1 zusammengestellt.

	Zahl der Elementarzellen	verfügbarer Platz für Elektronik je Elementarzelle	max. notwendige Scan-Geschwindigkeit	Zahl der Kanäle u. erf. Signalleitungen	Zahl der erforderl. Adreßleitungen	erforderliche Pre-Multiplexung	erforderliche Post-Multiplexung	max. verfügbare Auslesezeit T_E
Einzelner Empfänger	1	beliebig	NX_B/T_B	1	-	-	-	T_B/N^2
Eindimensionales Empfangs-Array	N	1. Dim. X_B/N ,	X_B/T_B	1	N	N:1	-	T_B/N^2
		2. u. 3. Dim. bel.		N	-	-	N:1	T_B/N
Zweidimensionales Empfangs-Array	N^2	1. u. 2. Dim. X_B/N 3. Dim. beliebig	kein mech. Scan erf.	1	N^2	$N^2:1$	-	T_B/N^2
				N	N	$N^2:N$	N:1	T_B/N
				N^2	-	-	$N^2:1$	T_B

Tab. 2-1: Zusammenstellung verschiedener Bildabtastarten

Die beiden ersten aus nur einer oder N Elementarzellen bestehenden Systeme bedingen zwingend den anfangs abgelehnten mechanischen Scan und seien deshalb nur zu Vergleichszwecken mit angeführt. Die mit den bereits festgelegten Werten für Bildwechselzeit T_B , Pixelseitenlänge x_E und Bildfeldseitenlänge x_B ermittelten Scangeschwindigkeiten zeigen, daß ein mechanischer Scan sowohl an der Folienaußenseite als auch bei einer anderen Ausführungsart, z.B. im Wasserbecken, praktisch nicht durchführbar ist. Dabei gelten die in der Tabelle angeführten Werte bereits für rucksprungsfreien Scan, bei dem also aufeinanderfolgende Zeilen gegensinnig, aber mit gleicher Geschwindigkeit durchfahren werden. Es verbleibt also als einzig praktikable Abtastart eine Ausführung mit N^2 Elementarzellen, wobei hier noch drei Möglichkeiten zur Wahl stehen:

*) Version mit N^2 Kanälen:

Jede Elementarzelle kann pro Bildwechselperiode T_B die volle Zeit ausgelesen werden ($T_E = T_B$), wodurch beste S/N-Ergebnisse erzielt werden sind. Allerdings übersteigt wegen $N^2 = 256^2 = 65536 = 64K$ der elektronische Aufwand alle vertretbaren Grenzen. Es seien hier nur die Stichpunkte N^2 signalführende Verbindungsleitungen, Ausfallwahrscheinlichkeit, Energieverbrauch, Wärmeabfuhr, Geräteabmessungen, Preis usw. genannt.

*) Version mit N Kanälen:

Hier müssen nurmehr $2N = 512$ Leitungen zugeführt werden, nämlich N Signal- und N Adreßleitungen. Die Auslesezeit einer Elementarzelle von ca. $156 \mu s$ ist als Mittelungsdauer zur Bestimmung einer mittleren Amplitude völlig ausreichend und liefert genug S/N-Gewinn. (So kann z.B. ein 2 MHz-Signal mehr als 300 Perioden lang beobachtet werden.) Der Aufbau von immerhin $N = 256$ Kanälen zwingt zwar zu einer Schaltungstechnik, bei der kein allzu großer Aufwand getrieben werden kann, ist aber sicherlich ohne große praktische Probleme realisierbar.

*) Version mit 1 Kanal:

Diese Version hat den Vorteil, daß der signalverarbeitende Kanal mit nahezu beliebigem Aufwand optimiert werden kann, da er nur einmal benötigt wird. Allerdings liegen durch die $N^2:1$ -Premultiplexung die gleichen Verhältnisse vor, wie sie im Abschn. 2.2 bei der Bildauslese mittels Sokolov-Röhre oder Laserscan beschrieben wurden: Die Ausle-

sezeit einer Elementarzelle T_E von nurmehr ca. $0,6 \mu s$ ist für breitbandige, inkohärente Schallsignale zur Bestimmung der mittleren Intensität bzw. Amplitude viel zu kurz. Darüberhinaus müßten $N^2 = 64K$ Adreßleitungen zugeführt und ebensoviele Schaltvorgänge von $0,6 \mu s$ Dauer realisiert werden. Das allein für sich bedeutet erhebliche praktische Probleme, so daß diese Version kaum realisierbar ist.

Es ist zweifelsfrei erkennbar, daß von den drei diskutierten Versionen die zweite, mit $N^2:N$ -Premultiplexung, N Kanälen und $N:1$ -Postmultiplexung, den einzigen sinnvollen Auslesemodus bei einer echtzeitfähigen UST-Kamera darstellt. Es sollen nun die Aufgaben eines signalverarbeitenden Kanales (Blockschaltbild siehe Abb. 3-14, Abschn. 3.7) näher erläutert werden. Es sind dies:

- *) Vorverstärkung und Frequenzselektion,
- *) Bestimmung der mittleren Amplitude,
- *) Speicherung des Amplitudenmittelwertes für die Zeit T_E .

Zur universellen Einsetzbarkeit soll wie die PVDF-Folie auch die Auslesematrix den gesamten wählbaren Frequenzbereich, also $2 - 7 \text{ MHz} \pm 0,5 \text{ MHz}$, möglichst einheitlich übertragen. Danach ist es allerdings von Vorteil, das jeweils zur Abbildung verwendete 1 MHz Sendespektrum herauszufiltern. Dadurch werden die Rauschbandbreite minimisiert und Einflüsse durch Einstreuung irgendwelcher Störsignale im nicht benutzten Frequenzspektrum eliminiert. Ein dafür geeignetes Bandpaßfilter müßte dann eine konstante Bandbreite von 1 MHz aufweisen, aber zugleich eine Einstellung der Mittenfrequenz von $2 - 7 \text{ MHz}$ auf spannungsgesteuertem Wege zulassen, da bei Mittenfrequenzwechsel immer die Bandpässe aller $N = 256$ Kanäle verändert werden müssen. Ein solches Konzept ist für eine praktische Realisierung viel zu aufwendig. Stattdessen ist eine Abwärtsmischung mit anschließender Tiefpaßfilterung vorgesehen, wobei die konstante Tiefpaßgrenzfrequenz gerade der halben Bandbreite des Sendespektrums entspricht, nämlich $0,5 \text{ MHz}$. Wird zur Abwärtsmischung die Oszillatorfrequenz genau auf die Mittenfrequenz des jeweils gewählten Sendespektrums eingestellt, so fällt gerade das gesamte 1 MHz breite Sendespektrum nach dem Mischvorgang in den Durchlaßbereich des Tiefpaßfilters, während alle anderen Frequenzen ausgeblendet werden. Auf diese Weise braucht bei Frequenzwechsel nur die Oszillatorfrequenz der Mittenfrequenz des jeweils gewählten Sendespektrums angepaßt zu werden. Da der

Mischer jedes Kanals vom gleichen Oszillatorsignal versorgt wird, ist die für alle N Kanäle gemeinsam erforderliche Frequenzumstellung völlig problemlos. Eine Variation der Oszillatorsignalamplitude erlaubt sogar in gewissen Grenzen eine gemeinsame Verstärkungsregelung aller N Kanäle. Ein weiterer Vorteil dieses Konzepts liegt darin, daß nunmehr Frequenzen bis 500 kHz (statt sonst bis über 7 MHz) weiterverarbeitet werden müssen.

So wie ein Betrachter eines projizierten Dias mit dem Auge die Lichtintensitätsverteilung "ermittelt", muß analog dazu bei der UST-Kamera eine Schalldruckintensitätsverteilung detektiert werden. In völlig gleichwertiger Weise genügt aber die Bestimmung der mittleren Amplitude, statt der mittleren Intensität, was lediglich eine Art Dynamikkompression darstellt und deswegen leichter realisierbar ist. Im signalverarbeitenden Kanal wird dazu der Betrag des vom Tiefpaßfilter stammenden Signales gebildet und anschließend der lineare Zeitmittelwert dieses gleichgerichteten, nichtnegativen Signales gebildet. Dazu steht theoretisch die Zeit $T_E = 156 \mu s$ zur Verfügung. Wegen der endlichen Dauer der Multiplexvorgänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden T_E -Perioden ist die verfügbare Mittelungsdauer allerdings etwa 10% kürzer.

Die von N Kanälen im Intervall T_E gebildeten N Amplituden-Zeitmittelwerte müssen nun seriell auf eine Leitung ausgelesen werden. Dazu ist als dritte und letzte Aufgabe des Kanals eine vorübergehende Zwischenspeicherung nötig, zumal ja im unmittelbar folgenden Intervall mit der Bildung der den nächsten N Rasterpunkten entsprechenden Amplitudenmittelwerte begonnen wird. Um die zur Verfügung stehende Zeit optimal auszunutzen, werden die im ersten Zeitintervall gebildeten Amplitudenmittelwerte für die Dauer des nächsten Intervalles zwischengespeichert und in dieser Zeit mit einer Abtastperiode von T_E/N seriell auf eine gemeinsame Leitung geschaltet. (Auch diese Periodendauer wird in der Praxis aus den obengenannten Gründen ca. 10% kürzer ausfallen.) Das Signal dieser Leitung wird allgemein als Videosignal bezeichnet.

Am Beispiel einer 4×4 -Matrix soll abschließend der Bildauslesevorgang noch einmal verdeutlicht werden. Die Matrix bestehe aus $N^2 = 16$ Elementen, deren Signalausgänge in horizontaler Richtung und Adressiereingänge in vertikaler Richtung miteinander verknüpft sind. Im folgenden wird eine Reihe von Elementarzellen mit gemeinsamen Adressierleitungen

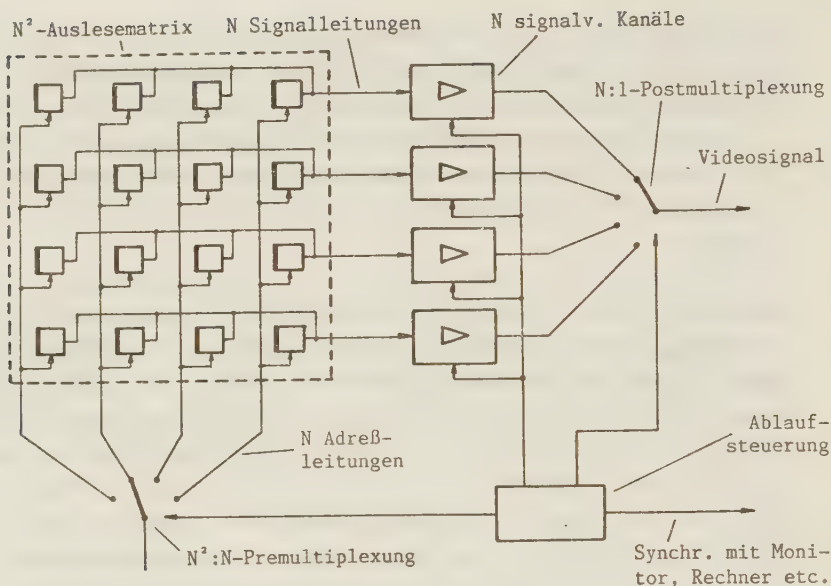


Abb. 2-7: Bildauslese am Beispiel einer 4×4 -Matrix

immer als Spalte und eine Reihe von Elementarzellen mit gemeinsamen Signalleitungen immer als Zeile bezeichnet, unabhängig davon, ob die jeweiligen Reihen in einer Zeichnung senkrecht oder waagrecht verlaufen. (Im normalen Sprachgebrauch wird Zeile immer mit horizontal verlaufend und Spalte mit vertikal verlaufend assoziiert, was aber für die funktionalen Zusammenhänge der Bildauslese nicht von Bedeutung ist.) Mit dem Adressierschalter (Ringschieberegister) werden sukzessive die einzelnen Spalten der Auslesematrix für die Zeitdauer T_E aktiviert, d.h., die Elementarzellen einer aktivierten Spalte liefern an die zugehörigen Signalleitungen ihre Ausgangssignale, während die Elementarzellen der übrigen nicht adressierten Spalten inaktiv bleiben. (Es sei erwähnt, daß die Reihenfolge der Spaltenaktivierung bei einer N^2 -Matrix auch in der Form $1,3,5,\dots,N-1; 2,4,6,\dots,N$; möglich ist, um das von der Fernsehtechnik her bekannte Zwischenzeilenverfahren zu realisieren. Ein solcher Auslesemodus ist v.a. bei einer unmittelbaren Bildschirmwiedergabe ohne Rechner vorteilhaft, da die Darstellung von 50 Halbbildern pro Sekunde wesentlich flimmerfreier als die von 25 Ganzbildern pro Sekunde wirkt.) In Abb. 2-7 ist gerade Spalte 2 aktiviert. Die Spaltenauswahl entspricht also dem $N^2:N$ -Premultiplexvorgang. An jede Signal-

leitung schließt sich ein Kanal an, der einerseits den Amplituden-Zeitmittelwert seines Eingangssignals bildet (dieser Vorgang ist nach der Dauer von T_E abgeschlossen), andererseits an seinem Ausgang solange den im vorhergehenden Intervall T_E zu einer Elementarzelle von Spalte 1 gehörenden Mittelwert gespeichert bereithält. Mit dem Multiplexer an den Kanalausgängen werden diese im vorherigen Intervall bestimmten Mittelwerte mit einer Schaltperiode von T_E/N an die Videosignalleitung gegeben (N:1-Postmultiplexvorgang). In Abb. 2-7 wird gerade Kanal 1 abgefragt, d.h., die gezeichnete Schalterstellung ist für einen Zeitpunkt im ersten Viertel des Intervalls T_E zutreffend. Pre- und Postmultiplexer sowie die Steuerleitungen für die Kanäle zur Speichereinlese bzw. -auslese sind über die gemeinsame digitale Ablaufsteuerung miteinander synchronisiert. Sie stellt gleichzeitig die nötigen Triggerimpulse zur Verfügung, die für eine unmittelbare Darstellung des Videosignals am Bildschirm oder für die zur Datenverarbeitung in einem Rechner erforderliche Analog-Digitalwandlung des Videosignals gebraucht werden.

3 Systemtheoretische Beschreibung der Ultraschall-Transmissionskamera

3.1 Vorbemerkungen

Rein elektrische Systeme werden üblicherweise im Frequenz- oder Zeitbereich beschrieben. Die an Ein- und Ausgängen interessierenden Größen wie z.B. Spannung oder Strom können als Funktion einer Variablen, nämlich der Frequenz oder der Zeit, behandelt werden. Zur Vereinfachung der Analyse komplexerer Systeme werden diese in eine Kette von Teilsystemen zerlegt. Dabei sind ebenfalls die am Ein- bzw. Ausgang eines jeden Teilsystems auftretenden Größen Zeit- bzw. Frequenzfunktionen, nicht aber ortsabhängige Funktionen.

Das System "UST-Kamera" ist kein rein elektrisches: Es wird elektrische Energie in Schallenergie umgewandelt und diese auf der Empfangsseite wiederum in elektrische. Die Ausbreitung von Schallwellen vollzieht sich in einem dreidimensionalen Medium, was die zusätzliche Berücksichtigung der Ortskoordinaten erfordert, im Gegensatz zum quasi nulldimensionalen Stromfluß längs einer Verbindungsleitung zweier rein elektrischer Teilsysteme. Die innerhalb des Systems interessierende Größe Schall ist demnach als Funktion der drei Ortskoordinaten zu behandeln. Abb. 3-1 zeigt die Kette der einzelnen Teilsysteme der UST-Kamera. Die

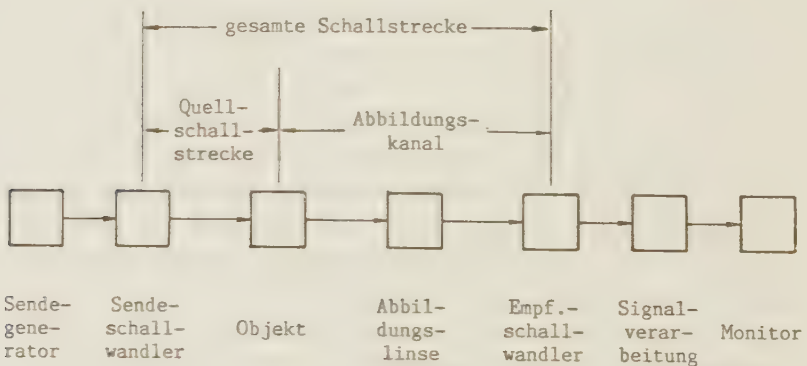


Abb. 3-1: Teilsysteme einer Ultraschall-Transmissionskamera

Verbindungen untereinander sind hier als Signalflußpfade zu verstehen, wobei der Pfeil die Flußrichtung andeuten soll. Das Medium, aus dem diese Pfade bestehen, ist in der gesamten Schallstrecke Wasser (also ein dreidimensional räumlich verteiltes Medium) und sonst jeweils eine quasi nulldimensionale elektrische Leitung.

Die Schallstrecke ist unterteilt in die Quellschallstrecke und den Abbildungskanal. Als Quellschallstrecke wird der Weg von der Sendeschallwandlerapertur bis zum Objekt bezeichnet. Die in diesem Bereich sich ausbreitenden Schallwellen tragen noch keinerlei Informationen über das Objekt. Ziel am Ende der Quellschallstrecke ist ein zur Abbildung des Objekts geeignetes Quellwellenfeld. Erst durch das Objekt als erste Komponente des Abbildungskanals wird in die gezeichnete Systemkette Information gebracht. Die hier vorliegenden Verhältnisse sind also durchaus vergleichbar mit der Modulation eines zunächst informationslosen Hochfrequenzträgers mit z.B. einem Sprachsignal: Das Quellwellenfeld wird durch das Objekt "moduliert". Da medizinische Objekte normalerweise dreidimensionaler Natur sind, ist eine klare zweidimensionale Definition der Schnittstelle zwischen Quellschallstrecke und Abbildungskanal in Form einer Grenzfläche erforderlich. Es ist dies die durch die Abbildungslinse in der Ebene der Empfangsmatrix am schärfsten abgebildete Querschnittsfläche des Objekts. Sie ist durch die Brennweite der Abbildungslinse mittels Gl. 2.1 exakt definierbar und wird als Objektebene bezeichnet. Die durch die Empfangsmatrix abgetastete Ebene wird als Bildebene bezeichnet. Da Information erst nach dem Objekt übertragen wird, liegt der Schwerpunkt der Analyse im Abbildungskanal und der sich anschließenden elektronischen Signalverarbeitung.

3.2 Schallwandler im Sende- und Empfangsfall

Die Aufgabe der Schallwandler besteht in der Umwandlung von elektrischer in akustische Energie und umgekehrt. Bei der UST-Kamera werden ausschließlich piezoelektrische Dickenschwinger verwendet. Sie sind reversibel, lassen also Energiekonversion in beiden Richtungen zu. Neben der Energiekonversion hat der Schallwandler auch die Funktion einer Antenne, die durch seine ebene Apertur a spezifiziert ist.

Für die systemtheoretische Beschreibung von Schallwandlern ist das sog. Mason-Modell zweckmäßig (z.B. /48/). Dabei wird der Schallwandler als ein elektromechanisches Dreitor aufgefaßt, wobei der elektrische Einspeisepunkt das elektrische Tor und Vorder- und Rückfläche des Wandlers je ein mechanisches Tor darstellen. Die Ein- bzw. Ausgangsgrößen eines mechanischen Tores sind Kraft und Schallschnelle, die des elektrischen Tores Spannung und Strom. Jedes mechanische Tor ist mit einer sog. mechanischen Impedanz beschaltet. Sie ergibt sich aus dem Produkt der akustischen Impedanz des an die jeweilige Wandlerfläche grenzenden Mediums und der Wandlerfläche selbst. Aus rein geometrischen Gründen kann normalerweise zur Schallabstrahlung bzw. zum Schallempfang nur eine Fläche des Schallwandlers genutzt werden. Diese werde im folgenden die Vorderfläche oder Apertur des Schallwandlers genannt. Sie grenzt immer an das Medium Wasser, welches als eine im akustischen Sinne ideale Flüssigkeit aufgefaßt werden soll. Die Rückfläche des Schallwandlers grenzt i.a. an ein anderes Medium, das sog. Backing. Dessen akustische Impedanz ist entsprechend dem Anwendungsgebiet und dem Material des Schallwandlers auszuwählen. Durch das Backing ist das eine mechanische Tor definiert beschaltet, so daß der so modifizierte Schallwandler ein System mit einem elektrischen und einem mechanischen Tor darstellt. Abb. 3-2 zeigt die Verhältnisse für den Sendefall. $U_S(\omega)$ sei die am elektrischen Tor angelegte Spannung. Sie sei eingepreßt, d.h., der Innenwiderstand des speisenden Generators sei verschwindend klein (sog. Kurzschlußsendebetrieb). Die Kraft $F_S(\omega)$ sei die Ausgangsgröße des mechanischen Tores. Sie stehe in jedem Punkt senkrecht auf der Fläche a_S und sei konstant über a_S verteilt. (Anm.: $U_S(\omega)$, $F_S(\omega)$ usw. sind als komplexe Zeigergrößen der Frequenz ω zu verstehen und beschreiben den eingeschwungenen Zustand.) Mit Hilfe des Mason-Modells kann man dann die Übertragungsfunktion des Kurzschlußsendetriebes $H_S(\omega)$ berechnen (/30/,/50/), so daß sich mit dem Schalldruck $P_S(\omega)$ schreiben

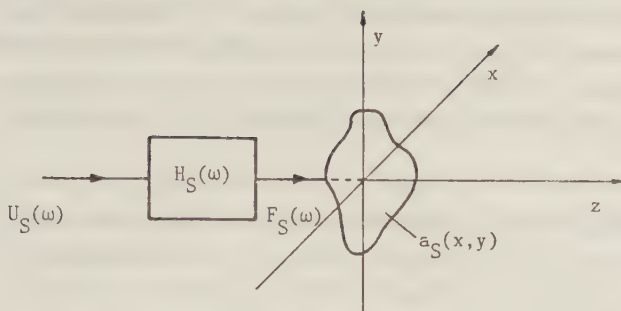


Abb. 3-2: Modell eines Schallwandlers für den Sendefall

läßt:

$$F_S(\omega)/a_S = P_S(\omega) = U_S(\omega) \cdot H_S(\omega); \quad (3.1)$$

$H_S(\omega)$ hängt ausschließlich von den Eigenschaften des Wandlers selbst und der beiden angrenzenden Medien ab. Gelegentlich werden zwischen eigentlicher Wandler Vorderfläche und dem Wasser eine oder mehrere Anpaßschichten eingefügt, die eine bessere Impedanzanpassung des Wandlermediums an das Wasser ermöglichen. Diese können aber ebenso mit in $H_S(\omega)$ berücksichtigt, also zum Begriff Schallwandler gezählt werden, so daß letztlich wieder die unmittelbar an das Wasser grenzende Oberfläche der äußersten Anpaßschicht die Apertur a_S darstellt. $H_S(\omega)$ gibt noch keine Auskunft über die Schalldruckverteilung in der x, y -Ebene. Dazu ist die Kenntnis der Apertur als Funktion $a_S(x, y)$ nötig. Es sei:

$$a_S(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{innerhalb der Apertur} \\ 0 & \text{außerhalb der Apertur} \end{cases} \quad (3.2)$$

Damit folgt aus Gl. 3.1 für die Schalldruckverteilung $p_S(x, y; \omega)$ in der x, y -Ebene*):

$$p_S(x, y; \omega) = U_S(\omega) \cdot H_S(\omega) \cdot a_S(x, y); \quad (3.3)$$

Im Sendefall wird der ortsunabhängigen Eingangsgröße $U_S(\omega)$ zunächst die

*) Örtlich verteilte Größen werden generell mit Kleinbuchstaben geschrieben, um sie von den zugehörigen Ortsfrequenzspektren unterscheidbar zu machen. Dies gilt auch, wenn die Zeitfrequenzvariable ω im Argument mit enthalten ist.

in der x,y -Ebene verteilte Ausgangsgröße $p_S(x,y;\omega)$ zugeordnet. Nach dem Huygensschen Prinzip kann nun jeder Punkt auf a_S als Quelle einer Kugelwelle angesehen werden. Mit Hilfe der Huygensschen Integralgleichung /7/ ist dann durch Integration über alle Kugelwellenbeiträge von a_S auch das Schalldruckfeld $p_S(x,y,z;\omega)$ im gesamten dreidimensionalen Raum bekannt.

Analog zum Sendefall läßt sich für den Empfangsfall (Abb. 3-3) bei definiertem Backing mit Hilfe des Mason-Modells eine Beziehung zwischen der Kraft $F_E(\omega)$ auf der Schallwandlervorderseite und der Leerlaufspannung $U_E(\omega)$ am elektrischen Tor des Schallwandlers herleiten. Sie wird Übertragungsfunktion des Leerlaufempfangsbetriebes $H_E(\omega)$ genannt und verknüpft Kraft und Spannung gemäß:

$$U_E(\omega) = H_E(\omega) \cdot F_E(\omega); \quad (3.4)$$

Gl. (3.8) gilt nur solange die Kraft $F_E(\omega)$ konstant über die gesamte Fläche a_E verteilt ist. Im allgemeinen wirkt aber eine beliebige Druckverteilung $p_E(x,y;\omega)$ auf den Schallwandler ein, so daß sich die resultierende Kraft durch Integration der Druckverteilung über die Aperturfunktion $a_E(x,y)$ ergibt:

$$F_E(\omega) = \iint_{a_E} p_E(x,y;\omega) dx dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} p_E(x,y;\omega) \cdot a_E(x,y) dx dy; \quad (3.5)$$

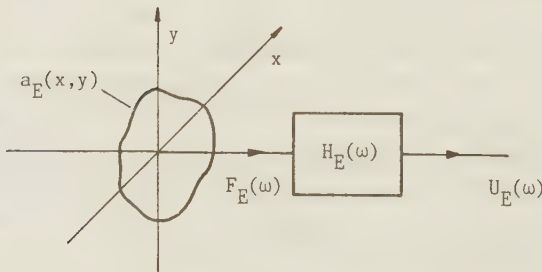


Abb. 3-3: Modell eines Schallwandlers für den Empfangsfall

Da a_E an eine akustisch ideale Flüssigkeit grenzt, ist gewährleistet, daß der einwirkende Druck immer senkrecht zu a_E steht. Mit Gl. 3.4 folgt für die Ausgangsspannung:

$$U_E(\omega) = H_E(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} p_E(x,y;\omega) \cdot a_E(x,y) dx dy; \quad (3.6)$$

Im Empfangsfall wird also bei festpositionierter Apertur $a_E(x,y)$ der zweidimensional verteilten Größe $p_E(x,y;\omega)$ die ortsunabhängige Größe $U_E(\omega)$ zugeordnet.

3.3 Aufbereitung des Quellwellenfeldes

3.3.1 Ursachen und Reduktion von Speckle-Störungen

Der Begriff "Speckle" und die damit verbundenen Effekte bilden eine zu umfangreiche Thematik, um in diesem Kapitel vollständig abgehandelt zu werden. Hier soll deshalb hauptsächlich auf die Bereiche dieses Themas eingegangen werden, die im unmittelbaren Zusammenhang mit der UST-Kamera stehen; darüber hinaus sei auf die Literatur verwiesen (z.B./3/,/51/). Als wichtigste Konsequenz der erwünschten Speckle-Reduktion wird sich herausstellen, daß das Quellwellenfeld nicht nur den bisher genannten Homogenitätsanforderungen entsprechen, sondern zusätzlich ein ausreichendes Maß an Inkohärenz aufweisen muß.

Speckle-Störungen sind ein seit langem aus der Optik bekanntes Phänomen. Sie zeigen sich bei der Abbildung gewisser Objekte mit kohärentem Licht als ein dem eigentlichen Bildinhalt überlagertes granulares Störmuster statistisch verteilter Hell-Dunkel-Zonen. Es ist zeitinvariant, was besagt, daß ein zu verschiedenen Zeiten aber unter sonst völlig gleichen Umständen abgebildetes Objekt immer das gleiche Störmuster in der Bildebene hervorruft. Andererseits entsteht ein neues Störmuster mit örtlich anderer Verteilung der Hell-Dunkel-Zonen, wenn z.B. Position oder Frequenz der Lichtquelle geändert werden. Obwohl ein deterministischer Zusammenhang zwischen Objekt und dem unter den jeweiligen Bedingungen erzeugten Speckle-Muster besteht, kann nicht in umgekehrter Weise von dem Störmuster auf eine Struktur im Objekt rückgerechnet werden /53/.

Alles bisher über Speckle-Störungen in der Optik gesagte ist auch auf den Ultraschallbereich übertragbar. Allerdings gibt es sowohl was Entstehung als auch ihre Detektion anbetrifft eine Reihe signifikanter Unterschiede zwischen den Bereichen der Optik und des Ultraschalls /52/. Mit Hilfe folgender Abbildung soll speziell die Entstehung von Ultraschall-Speckle erläutert werden. Zunächst sei das in Abb. 3-4 gezeichnete Objekt nicht vorhanden. Der Abstand zwischen Sender- und Objektebene sei so groß, daß die vom Schallwandler herrührende Welle der Frequenz ω im gesamten Bereich der Schallblendenöffnung als eben zu betrachten ist. Wie bei einem optischen Abbildungssystem wird dann in der Bildebene ein Schallbild der Blendenöffnung entstehen, das in

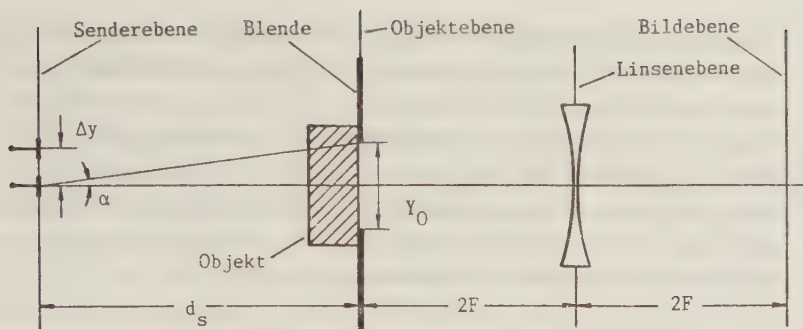


Abb. 3-4: Einfaches 1:1-Abbildungssystem zur Erläuterung der
Ultraschall-Speckle-Entstehung

sich - von den genauen Verhältnissen in der Randzone einmal abgesehen - eine örtlich konstante Intensität aufweist.

Nun möge das Objekt eingefügt werden. Es soll aus einem ursprünglich völlig homogenen Medium bestehen, in das aber viele mikroskopisch kleine (d.h. von der Linse nicht auflösbare) Streukörper in völlig regelloser Anordnung eingelagert sind. Makroskopisch gesehen enthalte jeder Volumenanteil gleich viele Streukörper. Ein brauchbares Abbildungssystem müßte dann das gleiche Bild wie ohne Objekt liefern, wenn auch mit etwas geringerer Intensität. Die Streukörper verursachen aber beim Durchtritt der Welle Phasenänderungen. Beim Austritt der Welle werden dann alle Punkte innerhalb der Blendenöffnung zwar phasensynchron sein, aber Phasendifferenzen (zu irgendeinem Referenzpunkt) aufweisen, die völlig regellos über die Fläche der Öffnung verteilt sind und - wegen der Winzigkeit der Streukörper - in mikroskopisch kleinen Abständen variieren. Da die Objektdicke sehr groß im Vergleich zur Schallwellenlänge sei, werden alle Phasendifferenzen zwischen 0 und 2π gleich häufig auftreten. Dieses Phasenmuster kann nun nicht durch die Linse originalgetreu wiedergegeben werden. Bedingt durch den Mittelungseffekt ihres endlichen Auflösungsvermögens erscheint in der Bildebene ein Bild der Blendenöffnung, das mit einem Interferenzmuster statistisch abwechselnder Hell-Dunkel-Zonen überlagert ist, welche gerade in der Größenordnung der Linsenauflösung ausfallen werden /52/. Ein solches Interferenzmuster wird allgemein als Speckle-Muster oder einfach als Speckle

bezeichnet. Bei diesem Effekt liegt der Vergleich mit dem aus der Nachrichtentechnik bekannten Testsystem "Störung eines Übertragungskanals durch weißes Rauschen" sehr nahe. Die obere Frequenzgrenze der am Ende des Übertragungskanals verbleibenden Rauschstörung wird hier ebenfalls durch den Kanal selbst bestimmt. Ein wichtiger Unterschied bei diesem Vergleich besteht aber darin, daß die Speckle-Störungen im Objekt, d.h. in der Informationsquelle selbst, und nicht durch z.B. die zur Abbildung verwendete Linse verursacht werden.

Für die Reduktion von Speckle-Störungen ist die anfangs erwähnte Varianz der Störmuster hinsichtlich Änderungen auf der Schallsenderseite ausschlaggebend. Mit Hilfe der bisherigen Erläuterungen über die Entstehung der Speckle-Störungen ist auch leicht ersichtlich, daß bei geänderter Frequenz oder Position der Schallquelle ein Störmuster mit örtlich anders verteilten Hell-Dunkel-Zonen zu erwarten ist, wohingegen der eigentliche makroskopische Bildinhalt jeweils an der gleichen Stelle in der Bildebene verbleiben wird. Die einzige Möglichkeit, die Auswirkungen dieser dem Objekt selbst innewohnenden Störquelle zu reduzieren, besteht somit in der Überlagerung mehrerer Abbildungen, bei denen jeweils einer der oben genannten Schallquellenparameter geändert wurde.

Die zunächst nur qualitativen Aussagen über Speckle-Reduktion sollen nun durch quantitative Überlegungen ergänzt werden. Mit Hilfe der Random-Walk-Theorie läßt sich wegen der Gleichverteilung der Phasendifferenzen zwischen 0 und 2π zeigen, daß ein durch völlig kohärente Abbildung entstandenes Speckle-Muster eine örtliche Intensitätsverteilung aufweist, bei der Standardabweichung und Mittelwert gleich groß sind $/\sqrt{51}$. Der sog. Speckle-Kontrast, definiert als das Verhältnis von Standardabweichung zu Mittelwert, ist demzufolge gleich eins. Bei Summation von m statistisch unabhängigen Speckle-Mustern steigt nach den Aussagen der Wahrscheinlichkeitstheorie der Mittelwert um den Faktor m , die Standardabweichung aber nur um den Faktor $\sqrt{m}$ an, so daß der Speckle-Kontrast also um den Faktor $\sqrt{m}$ abnimmt.

Es muß nun noch geklärt werden, wann zwei erzeugte Speckle-Muster als statistisch unabhängig angesehen werden dürfen. Statistische Unabhängigkeit erreicht man durch Inkohärenz. Da eine Welle eine Funktion von Ort und Zeit darstellt, kann sowohl zeitliche als auch örtliche Inkohärenz

durch geeignete Veränderung von Frequenz oder Ort der Schallquelle erzielt werden.

Zunächst werde der Fall der Frequenzänderung untersucht. In einer Abbildungsanordnung gemäß Abb. 3-4 wird in den Schallwandler ein sinusförmiges Signal der Frequenz ω_1 eingespeist und das entstandene Speckle-Muster des Objekts abgespeichert. Anschließend werde der gleiche Vorgang mit einer Frequenz $\omega_2 \neq \omega_1$ wiederholt. Beide Speckle-Muster können dann als statistisch unabhängig angesehen werden, wenn für die Frequenzdifferenz $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$ gilt /52/:

$$\Delta\omega \geq \pi c / \sigma_o; \quad (3.7)$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit im Ausbreitungsmedium (z.B. Wasser) ist und σ_o die Standardabweichung der sog. Volumenfluktuation des Objekts ist. Gl. 3.7 stellt aber aus zwei Gründen mehr eine Abschätzung als eine genaue Bestimmung der nötigen Frequenzdifferenz dar. Zum einen wurde die Beziehung von den Erkenntnissen in der Optik entlehnt. Dabei wurden Speckle-Muster durch Reflexion eines Laserstrahls an optisch rauhen Oberflächen erzeugt, demgemäß steht σ_o dort für die Standardabweichung der sog. Objektrautiefe. Ultraschall-Speckle-Muster werden aber durch Schallstreuung in einem Volumen erzeugt und - im Fall einer UST-Kamera z.B. - nicht in einer Reflexions-, sondern in einer Transmissionsanordnung. In /52/ wird jedoch gezeigt, daß Gl. 3.7 mit recht guter praktischer Übereinstimmung auch auf den Ultraschallbereich übertragbar ist, wobei σ_o eben dann die Standardabweichung der Volumenfluktuation des Objekts darstellt. Der zweite Grund für die Schwierigkeit bei der Auswertung von Gl. 3.7 liegt in der ungenauen Kenntnis von σ_o selbst. Dennoch ist als Hauptaussage zu entnehmen, daß der erforderliche Frequenzversatz $\Delta\omega$ vom Objekt selbst abhängt.

Als zweiter Fall werden gerade die umgekehrten Verhältnisse wie bisher angenommen, also Ortsänderung anstelle von Frequenzänderung. Dabei möge zunächst der Sendeschallwandler in seiner Originalstellung betrieben und das entstandene Speckle-Muster abgespeichert werden. Anschließend werde mit gleicher Frequenz der Vorgang wiederholt, wobei der Schallwandler aber um Δy in lateraler Richtung gegenüber seiner vorherigen Stellung verschoben wurde. Ein neues unabhängiges Speckle-Muster entsteht dann, wenn die Bedingung

$$\Delta y \geq \frac{\pi c}{\omega \cdot \sin \alpha} \approx \frac{2\pi c d_s}{\omega y_0} ; \quad (3.8)$$

eingehalten wird (vgl./21/). Im vorliegenden Fall ist die Seitenlänge des abzubildenden Objektfeldes $y_0 = x_0 = x_B = 20$ cm und als Abstand d_s zwischen Sender- und Objektebene sind ca. 30 cm vorgesehen. Im ungünstigsten Fall, also bei Wahl des tiefsten Frequenzbereiches mit $\omega_m = 2\pi \cdot 2\text{MHz}$, genügt dann eine Verschiebung um 1,1 mm. Da zwei Schallwandler mit einer Aperturseitenlänge größer als 1,1 mm ohnehin nicht dichter als Δy nebeneinander positionierbar sind, könnten statt einer mechanischen Verschiebung genauso gut zwei im Zeitmultiplexverfahren angesteuerte Schallwandler vorgesehen werden. Voraussetzung ist aber, daß beide Speckle-Muster durch den sequentiellen Betrieb der beiden Schallwandler getrennt für sich entstehen.

In einem dritten Experiment mögen nun zwei um Δy versetzt angeordnete Schallwandler simultan mit ein und derselben sinusförmigen Spannung der Frequenz ω betrieben werden. Während man in den ersten beiden Fällen durch entsprechenden Orts- oder Frequenzversatz zwei statistisch unabhängige Speckle-Muster gewinnen kann und durch deren Intensitätsüberlagerung eine Speckle-Kontrast-Reduktion um den Faktor $1/\sqrt{m} = 1/\sqrt{2}$ erreicht, wird nun im Fall drei der Speckle-Kontrast trotz Verwendung zweier versetzt angeordneter Sender so groß bleiben, wie der bei einer Einzelabbildung im Fall eins bzw. zwei. Die Ursache liegt einfach darin, daß hier keine Überlagerung der beiden Teilbilder auf Intensitätsbasis erfolgen kann, sondern durch die Gleichzeitigkeit und Frequenzgleichheit die Summation der Wellenfelder beider Speckle-Muster in der Bildebene nach Betrag und Phase erfolgt. Nach der Random-Walk-Theorie bleibt dann der Speckle-Kontrast gleich.

Will man dieses Problem umgehen, aber trotzdem zwei Schallwandler gleichzeitig im Interesse der Speckle-Kontrast-Reduktion betreiben, so müssen sie wieder mit verschiedenen Frequenzen ω_1 und ω_2 arbeiten. Der nötige Frequenzversatz $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$ richtet sich dann aber wegen der bereits örtlichen Separation nicht mehr nach Gl.3.8, sondern nurmehr nach der Beobachtungsdauer T der Wellenfelder in der Bildebene. In den bisher beschriebenen Fällen genügte zur Bestimmung der Intensität für jedes Teilbild die Bedingung $T_{1,2} \gg 2\pi/\omega_{1,2}$. Bei gleichzeitiger Verwendung zweier Frequenzen muß aber für die Dauer $T \gg 2\pi/\Delta\omega$

beobachtet werden, damit die gemessene Intensität sich aus der Summe der beiden Einzelintensitäten ergibt und der Einfluß des mit $\Delta\omega$ oszillierenden Interferenzterms durch die Zeitmittelung verschwindet. Bei gleichzeitiger Verwendung vieler Schallwandler zur Speckle-Reduktion muß in analoger Weise jeder einzelne mit einer Frequenz versorgt werden, die sich um

$$\Delta\omega_{\min} \gg 2\pi/T; \quad (3.9)$$

von der Frequenz aller übrigen Schallwandler unterscheidet. Dementsprechend ist dann bei m Schallwandlern die Differenz von höchster und niedrigster Frequenz $(m - 1) \cdot \Delta\omega$. Dies kann bei begrenzter Beobachtungszeit T und großer Zahl m rasch zu einem sehr großen Bandbreitebedarf führen. Bei Gl. 3.9 wurde aber von sinusförmigen Sendesignalen mit jeweils festen Frequenzen ausgegangen, die auf Grund ihres deterministischen Charakters immer stark zeitlich korreliert sind. Als Alternative bietet sich die Verwendung eines Ensembles statistisch unabhängiger Rauschsignale an. Für deren minimale Bandbreite $\Delta\omega_{\min}$ ist wieder Gl. 3.9 maßgebend, sie können aber alle im gleichen Frequenzbereich $|\omega_2 - \omega_1| = \Delta\omega_{\min}$ liegen, da sie statistisch unabhängig sind. Die Summation der einzelnen Wellenfelder erfolgt dann immer auf Intensitätsbasis. So ist auch bei endlicher verfügbarer Bandbreite die Zahl m der Sendeschallwandler nicht begrenzt.

3.3.2 Position und Signale der Sendeschallwandler

Position und Signale der Sendeschallwandler müssen sich nach den Anforderungen richten, die an das Quellwellenfeld in der Objektebene gestellt sind: Homogenität, Inkohärenz und ausreichende Schalleistungsdichte. Letzteres muß unter dem Aspekt gesehen werden, daß mit dem Einbringen biologischer Objekte in den Strahlengang eine entsprechende Dämpfung verbunden ist.

Da mit PVDF-Schallwandlern im Sendebetrieb keine ausreichende Leistungsdichte erreichbar ist, muß auf relativ schmalbandige, $\lambda/2$ -resonante piezokeramische Schallwandler (z.B. aus PZT = Blei-Zirkonat-Titanat) ausgewichen werden. Zwar wird deren Resonanzverhalten durch ein geeignetes Backing schwächer ausgebildet sein, ihre nutzbare Bandbreite (bei 2 MHz Mittenfrequenz) bleibt aber auf maximal 1 MHz begrenzt. Wegen der $\lambda/2$ -Resonanz ist die Dicke der Schallwandler durch die gewünschte Mittenfrequenz gegeben. Damit reiner Dickenschwingerbetrieb gewährleistet ist, muß dann die Seitenlänge der (z.B. quadratischen) Schallwandler wenigstens doppelt so groß wie ihre Dicke sein. Allein deshalb können ihre Aperturen nicht beliebig klein gewählt werden, wie es sonst im Interesse einer möglichst homogenen Objektbeschallung von Vorteil wäre. Da die abstrahlbare Leistung mit der Aperturfläche zunimmt, würden immer kleinere Wandleraperturen auch immer kleinere Schalleistungsdichten zur Folge haben, was wiederum keine beliebig kleinen Aperturen zuläßt. Bei fester Apertur hängt nämlich die abstrahlbare Leistung nurmehr von der eingespeisten Spannung ab, und diese hat durch die endliche Durchschlagsfestigkeit des Sendeschallwandlers oder durch den elektrischen Sendegenerator selbst eine obere Grenze. Wird die Apertur jedoch zur Erfüllung der Leistungsdichtebedingung ausreichend groß gewählt, so ist mit der damit verbundenen starken Richtwirkung eine homogene Objektbeschallung absolut unmöglich. Deshalb müssen statt eines Schallwandlers mit großer Apertur viele gleichzeitig betriebene Schallwandler mit kleinen Aperturen verwendet werden, die insgesamt eine ausreichend große strahlende Fläche darstellen. Aus technologischen Gründen bietet sich dabei eine Herstellung in Matrixtechnik an, wobei dann alle Schallwandler auch annähernd gleiche Eigenschaften aufweisen. Der Einsatz einer Vielzahl unabhängiger Sender gestattet auch die beabsichtigte Speckle-Kontrast-Reduktion. Da sie aus Leistungsgründen alle simultan betrieben werden müssen und die Pixelbeobachtungszeit T_E nur ca. 150 μ s

ist, kommen auf Grund von Gl. 3.9 zur Ansteuerung nur statistisch unabhängige Rauschsignale in Frage.

In /18/ wurden mehrere Möglichkeiten zur Aufbereitung eines geeigneten Quellwellenfeldes unter obigen Aspekten untersucht. Dabei erwies sich der Einsatz von vier Sendematrizen mit je 10×10 Schallwandlerelementen als vorteilhaft, die gemäß Abb. 3-5 punktsymmetrisch zur optischen Achse anzuordnen sind.

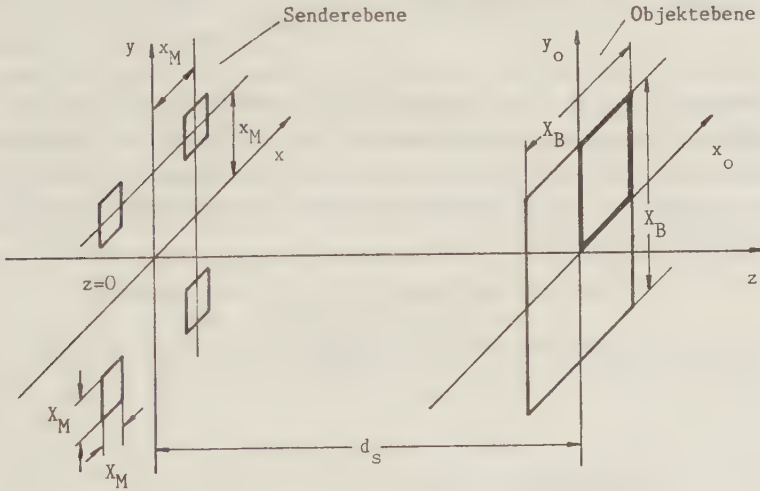


Abb. 3-5: Anordnung der Sendematrizen in der Senderebene

Jedes Matricelement, also jeder einzelne Schallwandler, hat eine quadratische Apertur der Seitenlänge X_S . Die Seitenlänge X_M einer 10×10 Matrix ist demnach bei vernachlässigbarem Zwischenspalt ca. $10X_S$. Die Anzahl der Matricelemente hat auf die Homogenität der Druckverteilung in der Objektebene kaum Einfluß, da $X_M \ll d_s$. Sie wird vielmehr durch die Seitenlänge X_S eines Einzelelementes bestimmt. Die Anzahl der Elemente bestimmt hingegen die maximal mögliche Speckle-Kontrast-Reduktion. Da jede Matrix im wesentlichen nur einen Quadranten der Objektebene beschallt, ist dafür jedoch nicht die Gesamtzahl 400 aller Sendeelemente maßgebend, sondern nur die Zahl 100 der Elemente einer Matrix, womit also eine maximale Speckle-Kontrast-Reduktion um den Faktor $\sqrt{100} = 10$ möglich ist.

Mit Hilfe eines Optimierungsprogramms wurden die jeweils günstigsten Werte für die Matrix-Position x_M und die Seitenlänge X_S ermittelt. (Dabei wurde im Gegensatz zur bisherigen Festlegung $X_B = 20$ cm ein etwas kleineres Bild- bzw. Objektfeld mit $X_B = 15$ cm angenommen.) Zur Berechnung der Druckamplitude in der Objektebene wird von einer Konfiguration gemäß Abb. 3-2 ausgegangen. Bei zentrischer Position der quadratischen Sendeapertur $a_S(x,y)$ läßt sich dann schreiben:

$$a_S(x,y) = \text{rect}(x/X_S) \cdot \text{rect}(y/X_S) = \begin{cases} 1 & \text{für } |x| \leq X_S/2; |y| \leq X_S/2; \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.10)$$

Die außerhalb von a_S resultierende Schalldruckverteilung kann nun mit Hilfe des Huygensschen Prinzips bestimmt werden. Speziell für die interessierende Objektebene $z = d_S$ vereinfacht sich die Berechnung stark, da hier bereits Fernfeldbedingungen vorliegen. Man erhält die bekannte analytische Lösung (z.B. /33/):

$$p(x_o, y_o; \omega) \Big|_{z=d_S} = U_S(\omega) H_S(\omega) \cdot \frac{j\omega \exp(-j\omega \sqrt{x_o^2 + y_o^2 + d_S^2}/c)}{8\pi c \cdot \sqrt{x_o^2 + y_o^2 + d_S^2}} \cdot \frac{\sin \xi}{\xi} \cdot \frac{\sin \eta}{\eta} :=$$

$$:= U_S(\omega) H_S(\omega) H_p(x_o, y_o; \omega); \quad (3.11)$$

$$\text{mit} \quad \xi = \frac{\omega X_S}{2c} \frac{x_o}{\sqrt{x_o^2 + y_o^2 + d_S^2}}; \quad \text{und} \quad \eta = \frac{\omega X_S}{2c} \frac{y_o}{\sqrt{x_o^2 + y_o^2 + d_S^2}};$$

Hierbei ist c die Schallgeschwindigkeit des als verlustlos und homogen angenommenen Ausbreitungsmediums Wasser und $H_S(\omega)$ die in Gl. 3.3 eingeführte Übertragungsfunktion des Sendeschallwandlers. Zur Berechnung der Leistungsdichteverteilung innerhalb der Objektebene ist allein die Funktion $|H_p(x_o, y_o; \omega)|^2$ maßgebend, wobei natürlich die relative Lage in der Senderebene durch eine entsprechende Koordinatentransformation zu berücksichtigen ist. Innerhalb der interessierenden Bandbreite von 1,5 MHz bis 2,5 MHz kann dabei mit ausreichender Genauigkeit die Variable ω durch die Mittenfrequenz ω_m ersetzt werden. Weiterhin genügt es, wegen

der Relation $d_s \gg X_M$ ein Pixel im Zentrum einer Matrix repräsentativ für die restlichen 99 in die Berechnung aufzunehmen. Die absolute Intensität ergibt sich dann durch Multiplikation mit dem Faktor 100. Die in Tab. 3-1 und Abb. 3-6 gezeigten Ergebnisse für die relative Leistungsdichtevertelung $j(x_o, y_o; \omega_m)$ innerhalb der Objektebene wurden dann gemäß

$$j(x_o, y_o; \omega_m) \sim \sum_{i=1}^4 |H_{\sigma i}(x_o, y_o; \omega_m)|^2; \quad (3.12)$$

ermittelt, wobei der Summationsindex i die Beiträge aus allen vier Quadranten der Senderebene berücksichtigt. Optimiert wurden Matrixposition x_M und Pixelseitenlänge X_S .

x_M/mm	70	65	65	60	55	55	55	50	50	50	45	45
X_S/mm	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5
$\Delta j_{\max}/\text{dB}$	0,4	0,7	0,8	1,0	1,1	1,3	1,4	1,6	1,7	2,2	2,9	3,0

Tab. 3-1: Maximaler Leistungsdichteabfall $\Delta j_{\max}$ innerhalb der Objektebene bei einer Schallquellenkonfiguration nach Abb. 3-5

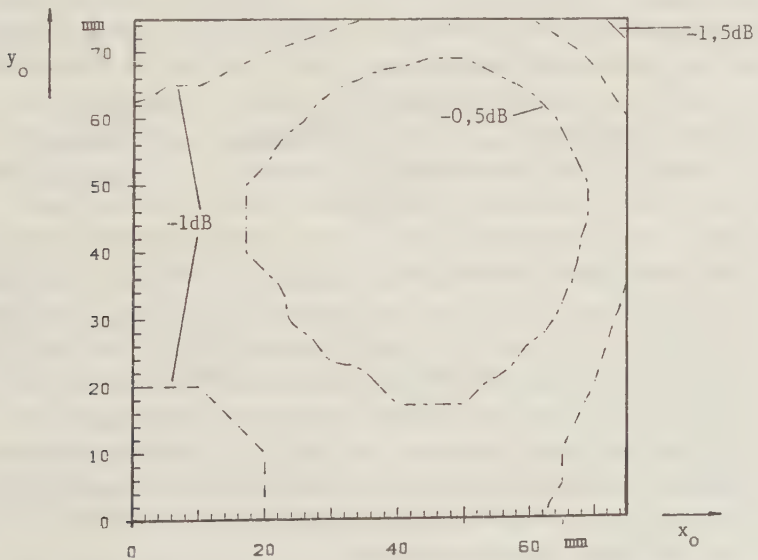


Abb. 3-6: Linien konstanter Leistungsdichte in der Objektebene bei einer Schallquellenkonfiguration von Abb. 3-5 mit den Parametern $x_M = 50 \text{ mm}$ und $X_S = 2,2 \text{ mm}$. Aus Symmetriegründen ist nur ein Quadrant der Objektebene gezeichnet.

Das Wertepaar $x_M = 50$ mm und $X_S = 2,2$ mm erwies sich als guter Kompromiß zwischen Homogenität und absoluter Leistungsdichte. Wenn man für $H_S(\omega)$ in der benutzten Bandbreite einen realistischen Mittelwert zu Grunde legt (z.B. $6,5 \cdot 10^3$ Pa/V), ergibt sich bei einer Sendespannung für jedes Matrixelement von $10 V_{\text{eff}}$ in der Objektebene eine absolute Leistungsdichte von maximal 15 mW/cm^2 . Die verbleibende Inhomogenität der Leistungsdichteverteilung ist grundsätzlich durch Abspeicherung eines Leerbildes (Bild ohne Objekt) und einer Divisionsoperation in der empfängerseitigen Signalverarbeitungskette korrigierbar (siehe Abschn. 5.5). Leistungsschwächere Zonen bedeuten dann lediglich eine entsprechende Einbuße im S/N-Verhältnis. Für alle künftigen Berechnungen kann deshalb die in der Objektebene herrschende Leistungsdichteverteilung als konstant angesehen werden.

Bei der Wahl der Sendesignale seien über die im Zusammenhang mit Speckle-Reduktion genannten Kriterien hinaus noch einige grundsätzliche Überlegungen angemerkt: Die sonst zur Ultraschallabbildung üblichen Reflexionsgeräte werden im Interesse einer hohen Tiefenauflösung mit kurzen Sendepulsen betrieben und die zeitlich hintereinander zurückkehrenden Echos ausgewertet. Bei der UST-Kamera hingegen erfolgt der Bildaufbau durch die Abbildungslinse simultan für alle Bildpunkte. Die Tiefenauflösung wird hier durch den Tiefenschärfebereich der Linse bestimmt. Um beste S/N-Verhältnisse zu erzielen, empfiehlt es sich deshalb mit zeitkontinuierlichen Sendesignalen die gesamte zur Verfügung stehende Zeit zu nutzen. Allerdings verbleibt wegen des sequentiellen Signalflusses in der Empfangsmatrix nur der N-te Teil einer Bildwechselperiode T_B zur Auslese einer Elementarzelle, also die im Abschn. 2.4 angeführte Zeit $T_E = T_B/N \approx 150 \text{ } \mu\text{s}$. Die zu bestimmenden zeitkontinuierlichen Sendesignale sollten also innerhalb dieser Zeitintervalle gleiche Eigenschaften aufweisen, sonst würden bei der Auslese der Empfangsmatrix für verschiedene Pixel unterschiedliche Verhältnisse vorliegen. Um auch die vorgesehene Bandbreite $\Delta\omega = \omega_o - \omega_u = 2\pi \cdot 1 \text{ MHz}$ optimal zu nutzen, sollten die Sendesignale in der Zeit T_E alle Frequenzen innerhalb von $\Delta\omega$ gleich bewerten. Rein unter diesem Aspekt gesehen würden sich zu nächst zwei Sendesignalarten anbieten:

- a) Sweep-Signal mit den Grenzfrequenzen ω_u und ω_o sowie der Sweep-Periode T_E als Beispiel für ein zeitkontinuierliches deterministisches Sendesignal. Die zugehörige mathematische Beschreibung lautet:

$$u_1(t) = \hat{u} \cdot \cos((\omega_u + \Delta\omega t/T_E)t); \quad \text{für } 0 \leq t < T_E \quad (3.13)$$

Für $t < 0$ bzw. $t \geq T_E$ gelte die periodische Ergänzung

$$u_1(t) = u_1(t - nT_E), \quad n \in \mathbb{Z}.$$

- b) Bandpaßrauschen mit konstanter Leistungsdichte N_0 innerhalb der Grenzfrequenzen ω_u und ω_o als Beispiel für ein zeitkontinuierliches stochastisches Sendesignal. Die zugehörige mathematische Beschreibung dieses stochastischen Zeitsignales $u_2(t)$ sei gegeben durch die spektrale Leistungsdichtefunktion

$$\phi(\omega) = \begin{cases} N_0 & \text{für } \omega_u \leq |\omega| \leq \omega_o; \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.14a)$$

bzw. durch die korrespondierende Autokorrelationsfunktion

$$\psi(\tau) = \mathcal{F}^{-1}\{\phi(\omega)\} = (N_0/\pi) \cdot (\omega_o \text{sinc}(\omega_o \tau/\pi) - \omega_u \text{sinc}(\omega_u \tau/\pi)); \quad (3.14b)$$

wobei $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$;

Sollen beide Signale zu Vergleichszwecken gleiche Leistungen haben, so muß zwischen der Sweep-Amplitude $\hat{u}$ und der Rauschleistungsdichte N_0 die Beziehung

$$\hat{u} = \sqrt{2N_0\Delta\omega/\pi}; \quad (3.15)$$

erfüllt sein. Da T_E mit ca. 150 μs immer sehr viel größer ist als die Schwingungsdauern aller im Spektrum $\Delta\omega$ vorkommender Frequenzen, gelten für die weiteren Berechnungen stets quasi-stationäre Verhältnisse. Damit letztlich auf der Schallseite alle Frequenzanteile im Spektrum $\Delta\omega$ gleich ausgeprägt sind, muß gegebenenfalls der Frequenzgang $|H_S(\omega)|$ der Sendeschallwandler durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden. Dies kann entweder durch Vorschalten inverser Filter mit dem Frequenzgang $|H_S(\omega)|^{-1}$ vor jedes einzelne Sendematrixelement erfolgen oder bereits durch entsprechende Gewichtung innerhalb von $\Delta\omega$ bei der Erzeugung der Sendesignale (s.a. Abschn. 5.1). Wie mit Gl. 3.9 gezeigt wurde, können bei dem beabsichtigten Simultanbetrieb einer Vielzahl individuell angesteuerter Sendematrixelemente keine deterministischen Sendesignale Verwendung finden. Dennoch soll das in Gl. 3.13 spezifizierte

Sweepsignal immer als Vergleich berücksichtigt bleiben, zumal es auch sinnvoll einsetzbar ist, wenn nur eine oder einige wenige Schallquellen zur Verfügung stehen.

Es soll nun noch hergeleitet werden, daß ein in den Gln. 3.14a,b spezifiziertes Bandpaßrauschsignal auch durch Multiplikation eines Tiefpaßrauschsignales der halben Bandbreite $\Delta\omega/2$ mit einer sinusförmigen Spannung der Mittenfrequenz $\omega_m = (\omega_u + \omega_o)/2$ erzeugt werden kann (s.a. Abb. 5-1 in Abschn. 5.1). Durch Variation von ω_m kann dann die spektrale Lage eines so aufbereiteten Bandpaßrauschsignales leicht geändert werden, ohne irgendwelche Filter umdimensionieren zu müssen. Dies ist deshalb wichtig, weil bei der UST-Kamera gemäß Abschn. 2.4 die Bandmittenfrequenz von 2 MHz bis 7 MHz frei wählbar sein soll, zugleich aber alle Elemente einer Sendematrix im Interesse der Speckle-Reduktion statistisch unabhängige Rauschsignale benötigen, die demzufolge individuell erzeugt und den Matrixelementen zugeführt werden müssen. Allein aus diesem Grund wäre eine Änderung von Filterparametern viel zu aufwendig, da dies dann bei allen Sendekanälen vorgenommen werden müßte. Das oben genannte Tiefpaßrauschsignal sei gegeben durch die spektrale Leistungsdichte

$$\Phi_{TP}(\omega) = \begin{cases} N_0 & \text{für } |\omega| \leq \Delta\omega/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.16a)$$

und die zugehörige Autokorrelationsfunktion

$$\varphi_{TP}(\tau) = (N_0 \Delta\omega/2\pi) \cdot \text{sinc}(\Delta\omega\tau/2\pi); \quad (3.16b)$$

Der vorgesehene Multiplizierer möge aus zwei Eingangssignalen $u_{e1}(t)$ und $u_{e2}(t)$ die Ausgangsgröße $u_a(t) = u_{e1}(t) \cdot u_{e2}(t)/E$ bilden, wobei E die Recheneinheit des Multiplizierers ist. $u_{e1}(t)$ sei durch das Tiefpaßrauschsignal von Gl. 3.16a,b gegeben, $u_{e2}(t)$ durch die harmonische Schwingung der Frequenz ω_m und beliebiger Amplitude $\hat{u}_M$, d.h., $u_{e2}(t) = \hat{u}_M \cos \omega_m t$. Für die Autokorrelationsfunktion $\varphi_M(\tau)$ am Ausgang des Multiplizierers folgt dann:

$$\varphi_M(\tau) = \frac{\hat{u}_M^2}{E^2} \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} u_{e1}(t) u_{e1}(t+\tau) \cos \omega_m t \cdot \cos \omega_m (t+\tau) dt; \quad (3.17)$$

Wegen $2\cos\omega_m t \cdot \cos\omega_m(t+\tau) = \cos\omega_m \tau + \cos(2\omega_m t + \omega_m \tau)$ ist ersichtlich, daß der mit $2\omega_m$ oszillierende Summand für $T \rightarrow \infty$ keinen Beitrag zum Integral liefert, während der erste Summand als von der Zeit t unabhängige Größe vor das Integral geschrieben werden kann. Das verbleibende Integral stellt dann die Definition der Autokorrelationsfunktion des Eingangssignals $u_{el}(t)$, also die Funktion $\varphi_{TP}(\tau)$ dar:

$$\begin{aligned}\varphi_M(\tau) &= \frac{\hat{u}_M^2}{2E^2} \cdot \cos\omega_m \tau \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} u_{el}(t) u_{el}(t+\tau) dt = \\ &= \frac{\hat{u}_M^2}{2E^2} \cdot \cos\omega_m \tau \cdot \varphi_{TP}(\tau) = \frac{N_0 \hat{u}_M^2}{2\pi\tau E^2} \cdot \cos\omega_m \tau \cdot \sin(\Delta\omega\tau/2); \quad (3.18)\end{aligned}$$

Durch erneute Auswertung des Produkts $2\cos\omega_m \tau \cdot \sin(\Delta\omega\tau/2) = \sin(\Delta\omega/2 - \omega_m)\tau + \sin(\Delta\omega/2 + \omega_m)\tau$ zeigt sich, daß $\varphi_M(\tau)$ wegen $\omega_m = (\omega_u + \omega_o)/2$ und $\Delta\omega = \omega_o - \omega_u$ zu der gewünschten Autokorrelationsfunktion $\varphi(\tau)$ von Gl. 3.14b direkt proportional ist:

$$\varphi_M(\tau) = \frac{\hat{u}_M^2}{4E^2} \cdot \frac{N_0}{\pi} (\omega_o \operatorname{sinc}(\omega_o \tau/\pi) - \omega_u \operatorname{sinc}(\omega_u \tau/\pi)) = \left[\frac{\hat{u}_M}{2E} \right]^2 \cdot \varphi(\tau); \quad (3.19)$$

Wie Gl. 3.19 zeigt, läßt sich bei den auf diese Weise gewonnenen Bandpaßrauschsignalen auch leicht die Leistung variieren, da die Amplitude $\hat{u}_M$ den Multiplizierern aller individueller Kanäle gemeinsam ist.

3.4 Übertragbarkeit der Analyse optischer Abbildungssysteme auf den Ultraschallbereich

3.4.1 Abbildung mit örtlich kohärentem und inkohärentem Quellwellenfeld

Zunächst möge die bei der Analyse optischer Abbildungssysteme gebräuchliche Vorgehensweise an Hand des unten skizzierten 1:1-Abbildungssystems erläutert werden. Das System "Linse" verknüpft hierbei die in der Objektebene herrschende Feldverteilung $g_o(x_o, y_o)$ mit der in der Bildebene erzeugten Feldverteilung $g_b(x_b, y_b)$, wobei g die komplexe Lichtamplitude symbolisieren möge. Ein- und Ausgangsgrößen sind also zweidimensionale, in einer Ebene definierte Funktionen. Ein solches System kann nun genauso beschrieben werden wie ein elektrisches System mit Zeitfunktionen als Ein- und Ausgangsgrößen. So ist z.B. ein lineares, zeitinvariantes elektrisches System vollständig durch seine Impulsantwort $h(t)$ im Zeitbereich oder durch seine Übertragungsfunktion $H(\omega)$ im (Zeit)-Frequenzbereich beschreibbar. $H(\omega)$ ist mit $h(t)$ über die eindimensionale Fouriertransformation (des Zeitfrequenzbereiches) verknüpft:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) e^{-j\omega t} dt = \mathcal{F}\{h(t)\}; \quad (3.20)$$

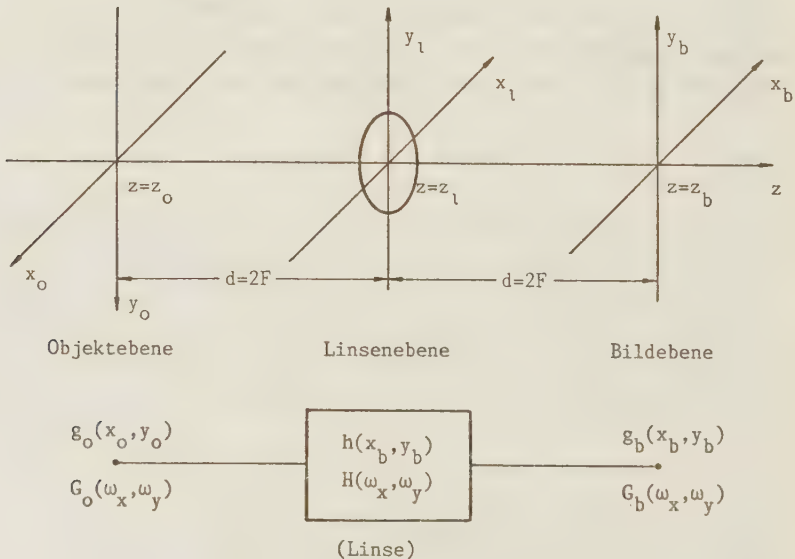


Abb. 3-7: Einfaches optisches 1:1-Abbildungssystem

In völlig analoger Weise kann im Fall der Ortsinvarianz das System Linse vollständig durch die Impulsantwort $h(x_b, y_b)$ im Ortsbereich oder durch die Übertragungsfunktion $H(\omega_x, \omega_y)$ im Ortsfrequenzbereich beschrieben werden. $H(\omega_x, \omega_y)$ ist mit $h(x_b, y_b)$ über die zweidimensionale Fouriertransformation (des Ortsfrequenzbereiches) verknüpft:

$$H(\omega_x, \omega_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x_b, y_b) e^{j(\omega_x x_b + \omega_y y_b)} dx_b dy_b = \mathcal{F}\{h(x_b, y_b)\}; \quad (3.21)$$

Die jeweiligen Vorzeichen im Exponenten der beiden letzten Gleichungen sind bedingt durch die hier stets gültige Konvention, einen Wellenausbreitungsvorgang z.B. in x-Richtung mit $e^{+j\omega(t - x/c)}$ zu beschreiben. Die in Gl. 3.21 auftretenden Ortsfrequenzen $\omega_x = 2\pi f_x$ bzw. $\omega_y = 2\pi f_y$ haben dabei die Bedeutung von "Schwingung pro Längeneinheit" in x- bzw. y-Richtung und dienen als Maß für die Ortsauflösung.

In der Optik werden im wesentlichen zwei Abbildungsfälle untersucht, die sich durch die Art der Lichtquelle voneinander unterscheiden: Abbildung mit örtlich ideal kohärentem Licht und Abbildung mit örtlich ideal inkohärentem Licht. Im ersten Fall muß gewährleistet sein, daß das zur Abbildung benutzte Quellwellenfeld in allen Punkten der Objektebene eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweist. D.h., verschiedene Punkte können zwar feste Phasendifferenzen zueinander aufweisen, die zeitliche Variation der jeweiligen komplexen Amplitudenzeiger muß aber in allen Punkten phasensynchron erfolgen. Im zweiten Fall möge gerade umgekehrt die zeitliche Variation der komplexen Amplitudenzeiger in allen Punkten der Objektebene in völlig unabhängiger statistischer Weise zueinander erfolgen. Während im Fall der idealen örtlichen Kohärenz die verwendete Lichtquelle zwangsläufig monofrequent (monochromatisch) sein muß, wird auch im Fall der idealen örtlichen Inkohärenz die Bandbreite $\Delta\omega$ der verwendeten Lichtquelle folgender Bedingungen unterworfen (vgl./1/):

$$\Delta\omega \ll \langle\omega\rangle; \quad (3.22a)$$

$$\Delta\omega \ll 2\pi c_0/d; \quad (3.22b)$$

$$\text{wobei} \quad \langle\omega\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \cdot \int_{-T}^{+T} \omega(t) dt; \quad (\text{Zeitmittelwert})$$

Hierbei bedeuten c_0 die Lichtgeschwindigkeit und d der längste im Abbildungsprozeß auftauchende Lichtweg. Die Voraussetzung quasi-monochromatischer Verhältnisse auch für den Fall der örtlichen Inkohärenz ist deshalb notwendig, da bei der Berechnung der Impulsantwort oder der Übertragungsfunktion einer Linse in der Optik üblicherweise die zur Abbildung verwendete Lichtfrequenz ω (bzw. Lichtwellenlänge λ) als Konstante behandelt wird. Während bei örtlich kohärenter Beleuchtung ein optisches Abbildungssystem linear hinsichtlich der Übertragung der komplexen Lichtamplitude g ist, so gilt die Linearität bei örtlich inkohärenter Beleuchtung hinsichtlich der Übertragung der Lichtintensität g , die als das zeitliche Mittel von $|g|^2$ definiert ist. Dieser Sachverhalt äußert sich bei der Verknüpfung von Eingangsgröße $g_o(x_o, y_o)$ bzw. $g_o(x_o, y_o) = \langle |g_o(x_o, y_o)|^2 \rangle$ und Ausgangsgröße $g_b(x_b, y_b)$ bzw. $g_b(x_b, y_b) = \langle |g_b(x_b, y_b)|^2 \rangle$ durch folgende Faltungsbeziehungen:

Örtliche Kohärenz:

$$g_b(x_b, y_b) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x_b - x_o, y_b - y_o) g_o(x_o, y_o) dx_o dy_o = h(x_b, y_b) ** g_o(x_b, y_b); \quad (3.23)$$

Örtliche Inkohärenz:

$$\begin{aligned} g_b(x_b, y_b) &= K \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} |h(x_b - x_o, y_b - y_o)|^2 \cdot g_o(x_o, y_o) dx_o dy_o = \\ &= K \cdot |h(x_b, y_b)|^2 ** g_o(x_b, y_b); \end{aligned} \quad (3.24)$$

wobei K eine reelle Konstante ist.

Die Gln. 3.23 und 3.24 erinnern zunächst an die bekannten Musterfälle "deterministische Signale" und "stochastische Signale" bei der Beschreibung elektrischer Systeme. Ein wesentlicher Unterschied besteht aber darin, daß in Gl. 3.24 das Eingangssignal $g_o(x_o, y_o)$ durchaus deterministisch hinsichtlich seiner beiden Variablen x_o und y_o ist, im Gegensatz z.B. zu einer hinsichtlich t stochastischen Eingangsspannung $u(t)$. Der stochastische Charakter wird also nicht durch das Eingangssignal selbst, sondern durch das zur Abbildung verwendete Wellenfeld verursacht. Die Verknüpfung von Eingangs- und Ausgangsspektren des Ortsfrequenzbereiches ist - wie bei Zeitbereichssystemen - durch eine einfache Multiplikation gegeben. Mit $G_o(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{g_o(x_o, y_o)\}$

und $G_b(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{g_b(x_b, y_b)\}$ folgt dann für den kohärenten Fall:

$$G_b(\omega_x, \omega_y) = H(\omega_x, \omega_y) \cdot G_o(\omega_x, \omega_y); \quad (3.25)$$

Beim inkohärenten Fall ist es üblich, die jeweiligen Intensitätsspektren auf ihren Gleichanteil (also den Funktionswert bei $\omega_x = 0, \omega_y = 0$) zu normieren. Mit

$$G_o(\omega_x, \omega_y) = \frac{\mathcal{F}\{g_o(x_o, y_o)\}}{\mathcal{F}\{g_o(x_o, y_o)\}|_{\omega_x, \omega_y=0}};$$

und
$$G_o(\omega_x, \omega_y) = \frac{\mathcal{F}\{g_b(x_b, y_b)\}}{\mathcal{F}\{g_b(x_b, y_b)\}|_{\omega_x, \omega_y=0}};$$

sowie
$$H(\omega_x, \omega_y) = \frac{\mathcal{F}\{|h(x_b, y_b)|^2\}}{\mathcal{F}\{|h(x_b, y_b)|^2\}|_{\omega_x, \omega_y=0}};$$

folgt dann für den inkohärenten Fall:

$$G_b(\omega_x, \omega_y) = H(\omega_x, \omega_y) \cdot G_o(\omega_x, \omega_y); \quad (3.26)$$

$H(\omega_x, \omega_y)$ wird allgemein als "optische Übertragungsfunktion" ("optical transfer function", abgek. OTF) bezeichnet, der Betrag davon als "Modulationsübertragungsfunktion" ("modulation transfer function", abgek. MTF). Mit Gl. 3.21 kann $H(\omega_x, \omega_y)$ auch direkt durch $H(\omega_x, \omega_y)$ gewonnen werden:

$$H(\omega_x, \omega_y) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\tilde{\omega}_x + \omega_x/2, \tilde{\omega}_y + \omega_y/2) \cdot H^*(\tilde{\omega}_x - \omega_x/2, \tilde{\omega}_y - \omega_y/2) d\tilde{\omega}_x d\tilde{\omega}_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |H(\tilde{\omega}_x, \tilde{\omega}_y)|^2 d\tilde{\omega}_x d\tilde{\omega}_y}; \quad (3.27)$$

3.4.2 Die Schallfrequenz als zusätzlich notwendige Variable

Die bisher aufgeführten Analysemethoden der Optik können nur bei Abbildung mittels eines monofrequenten Quellwellenfeldes direkt für den Ultraschallbereich übernommen werden, wobei dann die Gln. 3.23 und 3.25 maßgebend sind. Bei Verwendung breitbandiger deterministischer oder stochastischer Sendesignale, wie z.B. in Gl. 3.13 und 3.14a,b spezifiziert, müssen vorab die beiden Relationen 3.22a,b auf ihre

Gültigkeit hin untersucht werden. Mit $\langle \omega \rangle = \omega_m = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$, $c = 1480 \text{ m/s}$ (Schallgeschwindigkeit von Wasser) und d in der Größenordnung von 1 m zeigt sich, daß sowohl der Quotient $2\pi c/d$ als auch die Mittenfrequenz ω_m nicht groß im Vergleich zur Bandbreite $\Delta\omega = 2\pi \cdot 1 \text{ MHz}$ sind, die Gln. 3.22a,b sind also nicht erfüllt. Dies bedeutet, daß bei der Beschreibung des Systems Linse die sonst als Konstante behandelte Abbildungsfrequenz ω als zusätzliche Variable zu berücksichtigen ist. Die Impulsantwort einer Linse wird daher von der Form $h(x_b, y_b; \omega)$ sein, die Übertragungsfunktion entsprechend von der Form $H(\omega_x, \omega_y; \omega)$ bzw. $H(\omega_x, \omega_y; \omega)$.

3.4.3 Die endliche Objektdicke

Bei optischen Transmissionsabbildungssystemen ist im Normalfall das Objekt durch einen Film (z.B. Diapositiv) gegeben, dessen Dicke sehr viel kleiner als seine lateralen Dimensionen ist. Er kann deshalb als im mathematischen Sinn unendlich dünn angesehen und seine Ausdehnung in z -Richtung vernachlässigt werden. Der Einfluß auf das durchtretende Licht wird durch die komplexe Transmissionsfunktion $t(x_o, y_o)$ des Films ausgedrückt. Da t beliebig komplex sein kann, ist auch eine Beeinflussung der Phase beschreibbar. Nun sei der Film exakt in der Ebene $z = 0$ positioniert und in der unmittelbar davorliegenden Ebene $z = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (0 - \epsilon)$, ($\epsilon \geq 0$) das kohärente Quellwellenfeld $g_q(x_o, y_o)$ gegeben. Das in der unmittelbar hinter dem Film befindlichen Ebene $z = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (0 + \epsilon)$ resultierende Objektfeld $g_o(x_o, y_o)$ erhält man dann durch die Beziehung:

$$g_o(x_o, y_o) = t(x_o, y_o) \cdot g_q(x_o, y_o); \quad (3.28)$$

Im Fall der Abbildung mit einem inkohärenten Quellwellenfeld der Intensitätsverteilung $g_q(x_o, y_o)$ erhält man entsprechend die Intensitätsverteilung $g_o(x_o, y_o)$ durch Multiplikation mit der Intensitäts-Transmissionsfunktion $t(x_o, y_o) = |t(x_o, y_o)|^2$:

$$g_o(x_o, y_o) = t(x_o, y_o) \cdot g_q(x_o, y_o); \quad (3.29)$$

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei der UST-Kamera. Hier existiert speziell bei der Abbildung medizinischer Objekte immer deren endliche Ausdehnung in z -Richtung, was in Abb. 3-8 zum Ausdruck gebracht werden soll. Durch die Objektebene ist das Gewebestück in eine vorgelagerte

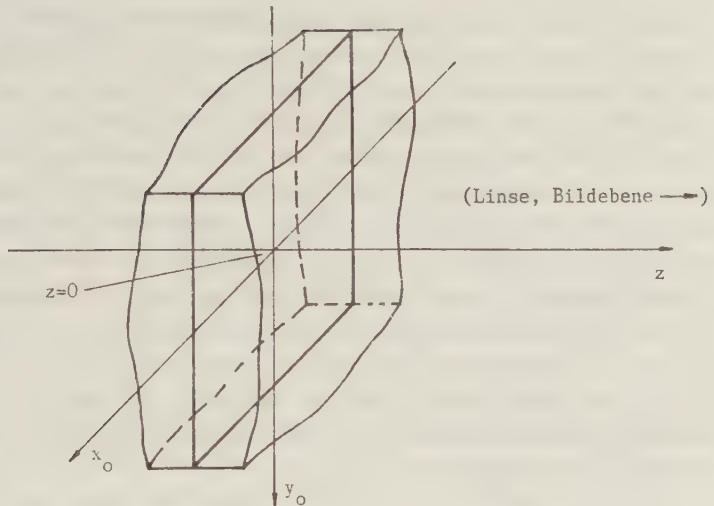


Abb. 3-8: Ausschnitt eines in der Objektelebene befindlichen Gewebestückes

($z < 0$) und eine nachgelagerte ($z > 0$) Gewebeschicht unterteilt. Auf Grund der Abbildungseigenschaft der Linse werden die von innerhalb der Objektelebene liegenden Punkten ausgehenden Schallwellen wieder in der Bildebene vereinigt. Dazu gehören wegen des endlichen Tiefenschärfebereiches jeder realen Linse (vgl. Abschn. 3.5.2, Gl. 3.66) auch Punkte in der näheren Umgebung der Objektelebene. Im Vergleich dazu ist der Bildbeitrag von bereits weit im vor- oder nachgelagerten Gewebe befindlichen Punkten gering, da sie in der Bildebene entsprechend defokussiert sind. Eine klarere qualitative Vorstellung davon verschafft ein bekanntes optisches Analogon: Bei der gleichzeitigen Projektion zweier Dias mit einem Projektor erscheint das exakt positionierte auf der Leinwand scharf und kontrastreich, während durch das vor oder hinter dem ersten angeordnete zweite Dia nur ein verwaschener Bildschleier dem anderen Bild überlagert wird. Der Einfluß des zweiten, defokussierten Dias macht sich aber um so stärker bemerkbar, je näher es an die richtige Position des ersten gerückt wird und je kontrastreicher es von sich aus bereits ist. Wird im Extremfall als zweites "Dia" eine völlig schwarze Scheibe oder ein Spiegel eingesetzt, so wird offenbar eine Abbildung des ersten Dias gänzlich unmöglich.

Bei der UST-Kamera gelten die gleichen Gesichtspunkte. Nur ist es hier von Vorteil, daß zwei dicht hintereinanderliegende Querschnittsebenen im biologischen Gewebe fast immer stark korreliert sind, im Gegensatz zu dem oben erwähnten optischen Experiment, wo ja zwei Dias mit völlig unterschiedlichen Bildinhalten gewählt werden können. Andererseits gibt es auch hier Extremfälle: So wird z.B. ein großflächiger Knochen im vor- oder nachgelagerten Gewebe auf Grund seiner stark reflektierenden Eigenschaft mit Sicherheit die Abbildung der in der Objektebene befindlichen Gewebeschicht unmöglich machen. Von solchen Extremfällen einmal abgesehen, sollte sonst aber immer das Objekt so positioniert werden, daß die nachgelagerte Gewebeschicht dünner als die vorgelagerte ausfällt. Eine entsprechende Untersuchung dazu wurde in /58/ angestellt. Die von der Objektebene stammenden, also bereits Bildinformation tragenden Schallwellen werden dann im Abbildungsweg durch die dünnere nachgelagerte Gewebeschicht weniger gestört.

Für eine mathematische Analyse eines Abbildungssystems muß von exakt definierten, technischen Objekten ausgegangen werden. Dazu genügen maximal zweidimensionale Testobjekte (z.B. Lochblenden), die wie in der Optik durch eine einfache Transmissionsfunktion $t(x_o, y_o)$ beschrieben werden können. Die Bildentstehung durch Streuung an dreidimensionalen Körpern wird gesondert in Kapitel 4 behandelt.

Im folgenden mögen nurmehr achsennahe x_1, y_1 -Wertepaare von Interesse sein, die mit ausreichender Genauigkeit die mathematische Beschreibung der Kugeloberfläche durch ein Rotationsparaboloid zulassen (sog. paraxiale Näherung). Gl. 3.30 vereinfacht sich dann zu:

$$d_L(x_1, y_1) \approx d_{Lo} + \frac{x_1^2 + y_1^2}{R_K}; \quad (3.31)$$

Nun möge die Linse völlig von Wasser umgeben sein. Zwischen zwei beliebig außerhalb der Linse gewählten Querschnittsflächen im Abstand Δz verläuft dann parallel zur z-Achse die Strecke $\Delta z = d_L(x_1, y_1)$ im Wasser und die Strecke $d_L(x_1, y_1)$ im Linzenmedium. Der durch die Linse bewirkte Laufzeitunterschied $\Delta t(x_1, y_1)$ ist demnach

$$\Delta t(x_1, y_1) = d_L(x_1, y_1) \cdot \left(\frac{1}{c_L} - \frac{1}{c} \right) = d_{Lo} \left(\frac{1}{c_L} - \frac{1}{c} \right) + \frac{x_1^2 + y_1^2}{c R_K} \cdot \left(\frac{c}{c_L} - 1 \right); \quad (3.32)$$

wobei c_L die Schallgeschwindigkeit des Linzenmediums ist. Da ein konstanter Laufzeitanteil nicht von Interesse ist, bleibt im weiteren der erste Summand von Gl. 3.32 unberücksichtigt. Im verbleibenden Summanden können die physikalischen Eigenschaften der Linse, nämlich Brechzahl c/c_L und Krümmungsradius R_K , zu der einen linsenspezifischen Größe "Brennweite F" zusammengefaßt werden:

$$F = \frac{R_K}{2(1 - c/c_L)}; \quad (3.33)$$

Damit folgt für die ortsabhängige Phasenänderung der durchgehenden Welle:

$$\Delta \varphi(x_1, y_1; \omega) = -\omega \Delta t(x_1, y_1) = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{x_1^2 + y_1^2}{2F}; \quad (3.34)$$

Zur Herleitung der Impulsantwort möge wieder die Anordnung von Abb. 3-7 dienen, wobei nun in der Objektebene als Eingangsgröße die Deltafunktion (also ein Punktstrahler) an der Stelle x_o, y_o angenommen werde, der eine Kugelwelle der Frequenz ω ausstrahlt. Es sei bemerkt, daß zur Vereinfachung der Faktor der harmonischen Zeitabhängigkeit $e^{j\omega t}$ generell weggelassen wird. Das aus der Punktquelle resultierende sphärische Wellenfeld g_1 kann in der Linsenebene mit Hilfe der Fresnel-Approximation wieder durch parabolische x, y -Abhängigkeit dargestellt werden. Unter Beachtung der Koordinatendrehung folgt dann:

(3.35)

$$g_1(x_o, y_o; x_1, y_1; \omega) = \frac{j\omega}{2\pi c d} \cdot \exp\{-j\frac{\omega}{2cd}[(x_1 + x_o)^2 + (y_1 + y_o)^2]\} \cdot e^{-j\omega d/c};$$

Der konstante Laufzeitterm $\exp(-j\omega d/c)$ kann wiederum unberücksichtigt bleiben. Beim Durchtritt der Welle durch die Linse erfolgt die in Gl. 3.34 hergeleitete Phasentransformation und man erhält mit $d = 2F$ für das neue Wellenfeld g'_1 unmittelbar hinter der Linse:

$$g'_1(x_o, y_o; x_1, y_1; \omega) = g_1(x_o, y_o; x_1, y_1; \omega) \cdot e^{j\varphi(x_1, y_1; \omega)} = \\ g_1(x_o, y_o; x_1, y_1; \omega) \cdot \exp(j\omega(x_1^2 + y_1^2)/(cd)); \quad (3.36)$$

Dabei wurde die Linse in idealisierender Weise als unendlich groß ($R_L \rightarrow \infty$) angenommen, auch wenn das zunächst den physikalischen Möglichkeiten und den vorgenommenen Näherungen widerspricht. Das in der Bildebene resultierende Wellenfeld, nämlich die Impulsantwort h , erhält man durch Integration über alle von g'_1 herrührenden Anteile. Unter erneuter Verwendung der Fresnel-Approximation folgt:

$$h(x_o, y_o; x_b, y_b; \omega) = \\ = \frac{j\omega}{2\pi cd} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g'_1(x_o, y_o; x_1, y_1; \omega) \cdot \exp\left\{\frac{-j\omega}{2cd}((x_b - x_1)^2 + (y_b - y_1)^2)\right\} dx_1 dy_1; \quad (3.37)$$

Hier wurde bereits der wiederum auftauchende Laufzeitterm $\exp(-j\omega d/c)$ weggelassen. Durch sukzessives Einsetzen erhält man schließlich:

$$h(x_o, y_o; x_b, y_b; \omega) = \\ = \frac{-\omega^2}{(2\pi cd)^2} \exp\left(\frac{-j}{2cd}(x_o^2 + y_o^2 + x_b^2 + y_b^2)\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{\frac{j\omega}{cd}(x_1(x_b - x_o) + y_1(y_b - y_o))\right\} dx_1 dy_1 = \\ = -\exp\left(\frac{-j\omega}{2cd}(x_o^2 + y_o^2 + x_b^2 + y_b^2)\right) \cdot \delta_o(x_b - x_o, y_b - y_o); \quad (3.38)$$

Erwartungsgemäß ist die Impulsantwort der idealen Linse wieder eine Deltafunktion und zwar an der Stelle $x_b = x_o$, $y_b = y_o$ (Die 180°-Bild-drehung wurde bereits im x_o, y_o -Koordinatensystem berücksichtigt). Während das Minuszeichen lediglich einen konstanten, d.h. vernachlässigbaren Phasenfaktor darstellt, deutet der parabolische Phasenterm auf eine Phasenkrümmung in der Objekt- und Bildebene hin. Dies kann im

Sinn der parabolischen Näherung so verstanden werden, daß die Flächen gleicher Phase nicht mit Objekt- und Bildebene identisch sind, sondern zwei zur Linse hin gewölbte Kugelschalen mit gleichen Krümmungsradien d darstellen. Auf Grund der Eigenschaft der δ_0 -Funktion kann aber auch für den Phasenfaktor geschrieben werden:

$$\exp\left(\frac{-j\omega}{2cd}(x_o^2+y_o^2+x_b^2+y_b^2)\right) = \exp\left(\frac{-j\omega}{cd}(x_b^2+y_b^2)\right); \quad (3.39)$$

Dies ist in gleichwertiger Weise so zu verstehen, daß objektseitig die Fläche gleicher Phase mit der Objektebene identisch ist, auf der Bildseite hingegen stellt sie eine Kugelschale dar, die wiederum durch den Ursprung der Bildebene verläuft, aber nurmehr den halben Krümmungsradius $d/2$ hat. Gl. 3.38 zeigt aber eindeutig, daß sich der Bildaufbau bei all den angenommenen Idealisierungen zwischen zwei Ebenen vollzieht. Der parabolische Phasenvorfaktor hat nichts mit der bei realen Abbildungsvorgängen auftretenden Bildfeldwölbung zu tun. Er ist auch nur dann von Bedeutung, wenn die Impulsantwort h nach Betrag und Phase bekannt sein muß. Da laut Gl. 3.24 bei inkohärenter Beschallung ohnehin nur $|h|^2$ maßgebend ist, entfällt hier der Phasenterm direkt.

Auch bei nichtidealen Linsen wird sicherlich der in einem Punkt x_b, y_b resultierende Schalldruck zum allergrößten Teil von objektseitigen Punkten in der unmittelbaren Umgebung von $x_o = x_b$ und $y_o = y_b$ stammen. Gl. 3.39 gilt dann zwar nicht mehr exakt, aber noch mit sehr guter Näherung. Demzufolge kann auch bei nichtidealen Linsen die objektseitige Phasenkrümmung in die Bildebene übertragen werden. Sofern nun dort die relative Phasenlage zwischen zwei Punkten nicht ausgewertet wird, kann auch bei Abbildungsversuchen mit kohärenter Beschallung der Phasenvorfaktor stets unberücksichtigt bleiben. Da aber in der Praxis nicht punktweise abgetastet werden kann, sondern immer das Integral nach Betrag und Phase über eine endliche Empfangsapertur (z.B. der Fläche x_E^2 eines Pixels) gemessen wird, muß zuvor geprüft werden, ob überall im abgetasteten Bildfeld der Phasenterm von Gl. 3.39 innerhalb der Empfangsapertur annähernd konstant bleibt. Dies ist jedoch bei so kleinen Aperturen wie $x_E^2 = (0,8 \text{ mm})^2$ stets der Fall.

3.5.2 Die reale Schalllinse

Die gravierendste Einschränkung der bisherigen idealen Annahmen ist durch die endliche Größe der Linse gegeben. Infolgedessen erstreckt sich das Integral von Gl. 3.38 nicht über $\pm\infty$, sondern nur über den Bereich der Linsenapertur $a_L(x_1, y_1)$.

$$\text{Mit } a_L(x_1, y_1) = \begin{cases} 1 & \text{innerhalb der Apertur} \\ 0 & \text{außerhalb der Apertur} \end{cases} \quad (3.40)$$

kann dann bei Vernachlässigung des Phasenvorfaktors geschrieben werden:

$$\begin{aligned} h(x_o, y_o; x_b, y_b; \omega) &= h(x_b - x_o, y_b - y_o; \omega) = \\ &= \left(\frac{\omega}{2\pi cd} \right)^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int a_L(x_1, y_1) \cdot \exp\left\{ \frac{j\omega}{cd} (x_1(x_b - x_o) + y_1(y_b - y_o)) \right\} dx_1 dy_1; \end{aligned} \quad (3.41)$$

Durch Wegfall des Phasenvorfaktors ist h nurmehr von den Koordinatendifferenzen $x_b - x_o$, $y_b - y_o$ abhängig, also ortsinvariant. Dann genügt es, lediglich $h(x_b, y_b; \omega)$, d.h. die Impulsantwort für einen im Ursprung der Objektebene positionierten Punktstrahler, zu betrachten. Durch die Variablensubstitution $\tilde{\omega}_x = x_1 \omega / cd$ und $\tilde{\omega}_y = y_1 \omega / cd$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} h(x_b, y_b; \omega) &= \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int a_L(\tilde{\omega}_x cd / \omega, \tilde{\omega}_y cd / \omega) \cdot \exp\{j(\tilde{\omega}_x x_b + \tilde{\omega}_y y_b)\} d\tilde{\omega}_x d\tilde{\omega}_y = \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \cdot \mathcal{F}\{a_L(\tilde{\omega}_x cd / \omega, \tilde{\omega}_y cd / \omega)\}; \end{aligned} \quad (3.42)$$

Wie Gl. 3.42 zeigt, erhält man die Impulsantwort unmittelbar durch die Fouriertransformation der mit cd/ω skalierten Linsenaperturfunktion. Auf Grund des Ähnlichkeitssatzes der Fouriertransformation wird daher die Impulsantwort h bezüglich der Variablen x_b, y_b und ω immer eine Funktion der Form $h(x_b, y_b; \omega) = \omega^2 \cdot h'(\omega x_b, \omega y_b)$ sein. Die Übertragungsfunktion $H(\omega_x, \omega_y; \omega)$ der Linse ergibt sich mit Gl. 3.21 direkt aus dem Symmetriesatz der Fouriertransformation:

$$H(\omega_x, \omega_y; \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{F}\{\mathcal{F}\{a_L(\tilde{\omega}_x cd / \omega, \tilde{\omega}_y cd / \omega)\}\} = a_L(-\omega_x cd / \omega, -\omega_y cd / \omega); \quad (3.43)$$

Da alle im folgenden untersuchten Linsenaperturen punktsymmetrisch sind, können die Minuszeichen bei den Ortsfrequenzvariablen weglassen werden:

$$H(\omega_x, \omega_y; \omega) = a_L(\omega_x \text{cd}/\omega, \omega_y \text{cd}/\omega); \quad (3.44)$$

Die Übertragungsfunktion H ist also bezüglich der Variablen ω_x, ω_y und ω immer eine Funktion der Form $H(\omega_x, \omega_y; \omega) = H(\omega_x/\omega, \omega_y/\omega)$. Für die Übertragungsfunktion des inkohärenten Abbildungssystems $H(\omega_x, \omega_y; \omega)$ folgt dann zusammen mit Gl. 3.27:

$$H(\omega_x, \omega_y; \omega) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a_L(x_1 + \frac{\omega_x \text{cd}}{2\omega}, y_1 + \frac{\omega_y \text{cd}}{2\omega}) \cdot a_L^*(x_1 - \frac{\omega_x \text{cd}}{2\omega}, y_1 - \frac{\omega_y \text{cd}}{2\omega}) dx_1 dy_1}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |a_L(x_1, y_1)|^2 dx_1 dy_1}; \quad (3.45)$$

$H(\omega_x, \omega_y; \omega)$ ist demnach ebenfalls eine Funktion der Form $H(\omega_x/\omega, \omega_y/\omega)$. Meistens kann für $H(\omega_x, \omega_y; \omega)$ nur dann eine exakte Lösung in geschlossener Form gefunden werden, wenn $a_L(x_1, y_1)$ von einfacher Geometrie ist und nur die Funktionswerte 0 oder 1 aufweist. In der Praxis kommen fast ausschließlich Linsen mit rotationssymmetrischen Aperturen zur Anwendung. Da diese nur von der einen Ortsvariablen $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$ abhängen, entartet die zweidimensionale Fouriertransformation des kartesischen Koordinatensystems in die eindimensionale Fourier-Besseltransformation (Hankeltransformation 0-ter Ordnung) des Polarkoordinatensystems. Mit $a_L(x_1, y_1) = a_L(r_1)$ und $\tilde{\omega}_r = r_1 \omega / \text{cd}$ kann dann in Analogie zu Gl. 3.42 geschrieben werden (s.a. 1/):

$$h(r_b; \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{B} \{ a_L(\tilde{\omega}_r \text{cd}/\omega) \} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty a_L(\tilde{\omega}_r \text{cd}/\omega) \tilde{\omega}_r J_0(\tilde{\omega}_r r_b) d\tilde{\omega}_r; \quad (3.46)$$

Hierbei ist $J_0()$ die Besselfunktion 0-ter Ordnung und $r_b = \sqrt{x_b^2 + y_b^2}$. Jedes Theorem der Fouriertransformation hat nun ein entsprechendes Analogon bei der Fourier-Besseltransformation. So ergibt sich ähnlich wie bei Gl. 3.43 die Übertragungsfunktion der Linse mit rotationssymmetrischer Apertur ebenfalls unmittelbar aus der Aperturfunktion $a_L(r_1)$ selbst:

$$H(\omega_r, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \mathcal{B} \{ \mathcal{B} \{ a_L(\tilde{\omega}_r \text{cd}/\omega) \} \} = a_L(\omega_r \text{cd}/\omega); \quad (3.47)$$

wobei $\omega_r = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$;

Die Orts- und Zeitfrequenzabhängigkeit ist also auch hier von der Form ω_r/ω . Es werde nun von einer kreisrunden Linse mit dem Aperturradius R_L ausgegangen, die zunächst durch die Aperturfunktion

$$a_{L1}(r_l) = \text{circ}(r_l/R_L) = \begin{cases} 1 & \text{für } r_l \leq R_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.48)$$

beschrieben werde. Unter Zusammenfassung der drei Konstanten c , d und R_L zu

$$\kappa = R_L/cd; \quad (3.49)$$

(κ ist von der Dimension s/m, also eine reziproke Geschwindigkeit) folgt dann aus Gl. 3.46:

$$h_1(r_b; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\omega\kappa} \tilde{\omega}_r J_0(\tilde{\omega}_r r_b) d\tilde{\omega}_r = \frac{(\omega\kappa)^2}{2\pi} \cdot \frac{J_1(r_b \omega\kappa)}{r_b \omega\kappa}; \quad (3.50)$$

Durch $a_{L1}(r_l)$ wird aber nur der endlichen Größe einer realen Linse Rechnung getragen. Eine weitere nichtideale Eigenschaft von Schalllinsen ist durch die Dämpfung des Linzenmediums gegeben. Es sei nun $\alpha(\omega)$ der i.a. linear frequenzabhängige Dämpfungskoeffizient des Linzenmediums, der nach Durchlauf einer Schichtdicke Δz eine exponentielle Amplitudendämpfung gemäß $\exp(-\alpha(\omega)\Delta z)$ bewirkt. Mit Hilfe der Linsendickenfunktion von Gl. 3.31 kann dann die Aperturfunktion des dämpfungsfreien Falls $a_{L1}(r_l)$ erweitert werden zu:

$$a_{L2}(r_l) = a_{L1}(r_l) \cdot \exp(-\alpha(\omega)r_l^2/R_K) = \text{circ}(r_l/R_L) \exp(-\alpha(\omega)r_l^2/R_K); \quad (3.51)$$

Der konstant über die Apertur verlaufende Dämpfungsfaktor $\exp(-\alpha(\omega)d_{Lo})$, bedingt durch die Restdicke d_{Lo} der Linse bei $r_l = 0$, wurde bereits weggelassen, da er sich nicht auf die r_b -Abhängigkeit auswirkt. Außerdem wird man im Interesse minimaler Dämpfung bei der Linsenanfertigung d_{Lo} so klein wie möglich ausfallen lassen, so daß ohnehin die Näherung $\exp(-\alpha(\omega)d_{Lo}) \approx 1$ gilt. Unter Zusammenfassung der Konstanten c , d und R_K sowie des Dämpfungskoeffizienten $\alpha(\omega)$ zu der (zu κ dimensionsgleichen) Größe

$$\kappa'(\omega) = \sqrt{R_K/\alpha(\omega)}/cd; \quad (3.52)$$

folgt aus Gl. 3.46 für die Impulsantwort $h_2(r_b; \omega)$:

$$h_2(r_b; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\omega\kappa} \tilde{\omega}_r J_0(\tilde{\omega}_r r_b) \cdot \exp\left\{-\left[\frac{\tilde{\omega}_r}{\omega\kappa'(\omega)}\right]^2\right\} d\tilde{\omega}_r; \quad (3.53)$$

Dieses Integral ist bei endlicher oberer Grenze in geschlossener Form nicht lösbar. Ist jedoch im interessierenden Frequenzbereich $\alpha(\omega)$ so groß, daß zwischen Aperturrand und Aperturzentrum die Relation

$$\frac{a_{L2}(r=R_L)}{a_{L2}(r=0)} = \exp\{-\alpha(\omega)R_L^2/R_K\} \ll 1; \quad (3.54)$$

erfüllt ist, so kann mit guter Näherung a_{L2} durch Weglassen des $\text{circ}(r_1/R_L)$ -Termes auf die unendlich große Apertur

$$a_{L3}(r_1) = \exp\{-\alpha(\omega)r_1^2/R_K\}; \quad (3.55)$$

ausgedehnt werden. Auf Grund der hohen Dämpfung bleibt der Fehler durch Hinzunahme von Aperturbeiträgen für $r_1 > R_L$ klein. Dann kann die obere Integrationsgrenze von Gl. 3.53 durch ∞ ersetzt werden und man erhält:

$$h_3(r_b; \omega) = \frac{(\omega\kappa'(\omega))^2}{4\pi} \cdot \exp\left\{-\left[\frac{r_b \omega \kappa'(\omega)}{2}\right]^2\right\}; \quad (3.56)$$

Für praxisnahe Werte von R_L , R_K und $\alpha(\omega)$ ist Gl. 3.54 meist nicht erfüllt, so daß eine numerische Auswertung von Gl. 3.53 erforderlich ist. Mit Gl. 3.47 können die zu $a_{LV}(r_1)$ gehörenden Ortsfrequenz-Übertragungsfunktionen $H_v(\omega_r; \omega)$, $v = 1, 2, 3$, unmittelbar angegeben werden:

$$H_1(\omega_r; \omega) = \text{circ}(\omega_r/\omega\kappa); \quad (3.57)$$

$$H_2(\omega_r; \omega) = \text{circ}(\omega_r/\omega\kappa) \cdot \exp\{-(\omega_r/\omega \kappa'(\omega))^2\}; \quad (3.58)$$

$$H_3(\omega_r; \omega) = \exp\{-(\omega_r/\omega \kappa'(\omega))^2\}; \quad (3.59)$$

In Abb. 3-10a,b sind die Funktionen $h_{1,2}(r_b; \omega_m)$ und $H_{1,2}(\omega_r, \omega_m)$ in normierter Form für die angegebenen Linsenparameter dargestellt. Die Aufweitung der Impulsantwort durch die Berücksichtigung der Dämpfung ist hier relativ schwach ausgeprägt, da die Linsenparameter für die bei der UST-Kamera verwendeten Linse gelten, welche aus niedrigdämpfendem Polystyrol hergestellt ist.

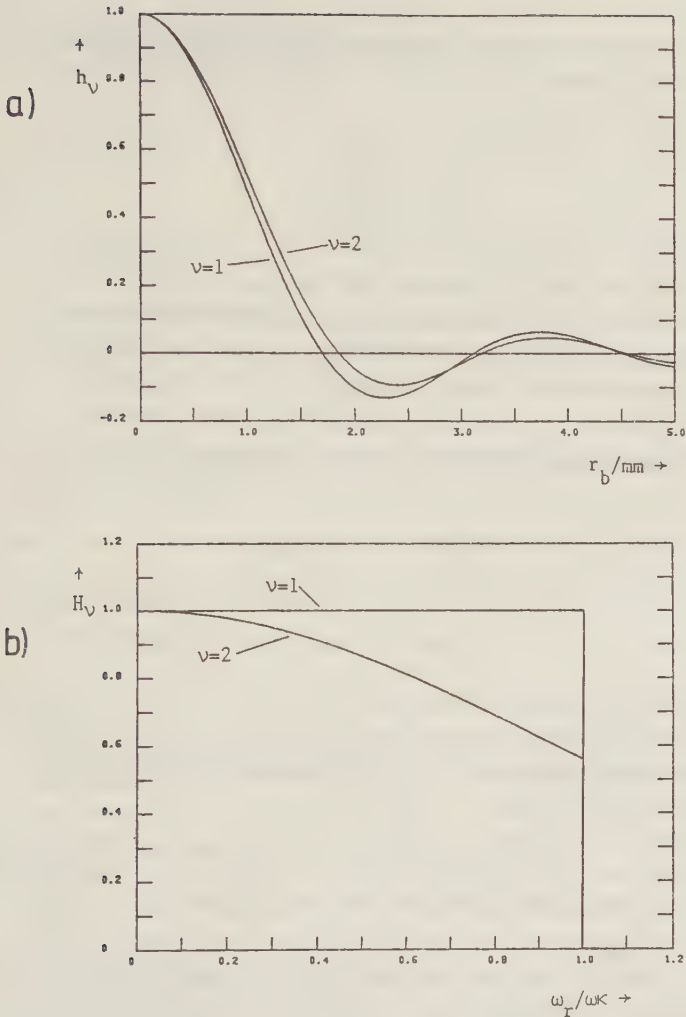


Abb. 3-10: (a) Impulsantwort h und (b) Übertragungsfunktion H der untenstehend spezifizierten Linse (kohärenter Fall)

$v = 1$: ohne Berücksichtigung der Dämpfung

$v = 2$: mit Berücksichtigung der Dämpfung

Es wurden folgende Parameter zu Grunde gelegt:

$\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$, $R_L = 85 \text{ mm}$, $R_K = 110 \text{ mm}$,
 $F = 160 \text{ mm}$ und $\alpha(\omega) = 7,33 \cdot 10^{-7} \cdot \omega \text{ s/m}$.

Daraus abgeleitet ergeben sich die Größen

$\kappa = 1,79 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$ sowie $\kappa'(\omega_m) = 2,31 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$.

In der Literatur wird bei einem beliebigen tieffaßartigen Frequenzgang $|H(\omega)|$ häufig von der sog. äquivalenten Grenzfrequenz ω_0 gesprochen, die wie folgt definiert ist:

$$\omega_0 = \frac{1}{|H(0)|} \cdot \int_0^{\infty} |H(\omega)| d\omega; \quad (3.60)$$

Dies kann ebenso auf eine Ortsfrequenz-Übertragungsfunktion $H(\omega_r; \omega)$ und damit auch auf eine Aperturfunktion $a_L(r_l; \omega)$ übertragen werden, um den Einfluß der Dämpfung des Linienmediums abzuschätzen. Man erhält dann eine äquivalente Ortsgrenzfrequenz ω_{ro} bzw. einen äquivalenten Aperturradius R_{Lo} . Eine Auswertung von Gl. 3.60 liefert das Verhältnis der oben genannten Größen zum dämpfungsfreien Fall:

$$\frac{R_{Lo}}{R_L} = \frac{\omega_{ro}}{\omega \cdot \kappa} = \frac{\kappa'(\omega) \sqrt{\pi}}{2\kappa} \cdot \operatorname{erf}(\kappa/\kappa'(\omega)); \quad (3.61)$$

$$\text{wobei } \operatorname{erf}(x) := (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi; \quad (\text{error-function})$$

Für die in Abb. 3-10 angegebenen Parameter erhält man den Wert 0,83, d.h. der dämpfungsbedingte Abfall der äquivalenten Grenzfrequenz ist hier vergleichsweise gering.

Für das inkohärente Abbildungssystem sind nach Abschn. 3.4.1 die Funktionen $|h|^2$ bzw. H maßgebend. Während $|h|^2$ bei bekannter (kohärenter) Impulsantwort h unmittelbar gegeben ist, ist die Berechnung von H nach Gl. 3.45 v.a. für H_2 , also bei Berücksichtigung von endlicher Apertur und Dämpfung, recht umfangreich. Es seien hier deshalb nur die Ergebnisse aufgeführt, die einzelnen Rechenschritte können im Anhang A1 gefunden werden. Zur Vereinfachung sind hier die beiden Variablen ω_r und ω in der normierten Ortsfrequenz $\Omega_r = \omega_r/2\omega\kappa$ zusammengefaßt.

$$H_1(\omega_r/\omega) = H_1(\Omega_r) = \begin{cases} \frac{2}{\pi}(\arccos \Omega_r - \Omega_r \sqrt{1 - \Omega_r^2}); & \text{für } \Omega_r \leq 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.62)$$

$$H_2(\Omega_r) \approx \frac{\exp\{-2(\Omega_r \kappa'(\omega))^2\}}{\pi(1 - \beta/2 + \beta^2/24)} \cdot \left[\frac{1}{12}(12(2 - \beta) + \beta^2 + 6\beta\Omega_r^2(\beta - 4)) \cdot (\arccos\Omega_r - \Omega_r\sqrt{1 - \Omega_r^2}) + \right. \\ \left. + \frac{\beta}{18}\Omega_r\sqrt{(1 - \Omega_r^2)^3} \cdot (36 - \beta(6\Omega_r^2 + 1)) - \frac{14}{45}\beta^2\Omega_r\sqrt{(1 - \Omega_r^2)^5} \right];$$

...für $\Omega_r \leq 1$ und $H_2(\Omega_r) = 0$; sonst

(3.63)

$H_2(\Omega_r)$ ist nur eine Näherungslösung. Der Koeffizient β hat für die Lin-
senparameter von Abb. 3-10 den Wert 0,88 (s. Anhang).

$$H_3(\Omega_r) = \exp\{-2(\Omega_r \kappa'(\omega))^2\};$$
(3.64)

In Abb. 3-11a,b sind in Analogie zu Abb. 3-10a,b die Impulsantworten $|h|^2$ und Übertragungsfunktionen H des inkohärenten Abbildungssystems auf-
gezeichnet, und zwar wiederum ohne bzw. mit Berücksichtigung der Dämpfung
(Index 1 bzw. 2). Es gelten die gleichen Linienparameter wie in Abb. 3-10,
der Einfluß der Dämpfung auf den jeweiligen Funktionsverlauf ist also
auch hier relativ gering.

Die bisher aufgeführten Impulsantworten h bzw. $|h|^2$ geben nur einen Auf-
schluß über die Schalldruckverteilung innerhalb der zur optischen Achse
senkrecht verlaufenden Ebene $z = z_b$ (Bildebene). Um ein Maß für den Tie-
fenschärfbereich zu erhalten, ist eine dreidimensionale Analyse der
komplexen Schalldruckverteilung $p(r_b, z; \omega)$ erforderlich, wobei dazu
zweckmäßigerweise der Nullpunkt der z -Koordinate an die Stelle z_b zu
setzen ist. Eine geschlossene Lösung für $p(r_b, z; \omega)$ existiert allerdings
nur, wenn die Bedingung $d \gg R_L \gg 2\pi c/\omega$ erfüllt ist, wobei die Lösung
wiederum nur in Fokusnähe, also im Bereich $\sqrt{r^2 + z^2} \ll d$ gültig ist.
Bei Ultraschalllinsen ist die Bedingung $d \gg R_L$ meist nur annähernd er-
füllt (hier ist z.B. $d \approx 4R_L$). Dennoch soll zur Abschätzung des Tiefen-
schärfbereiches eine in /10/ hergeleitete Beziehung für die Schall-

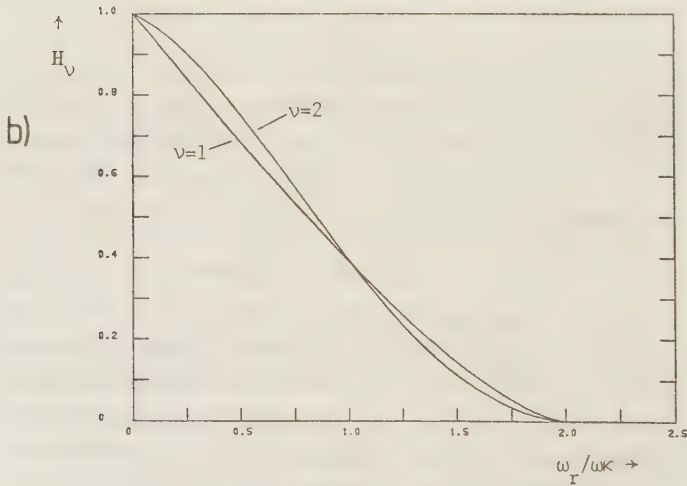
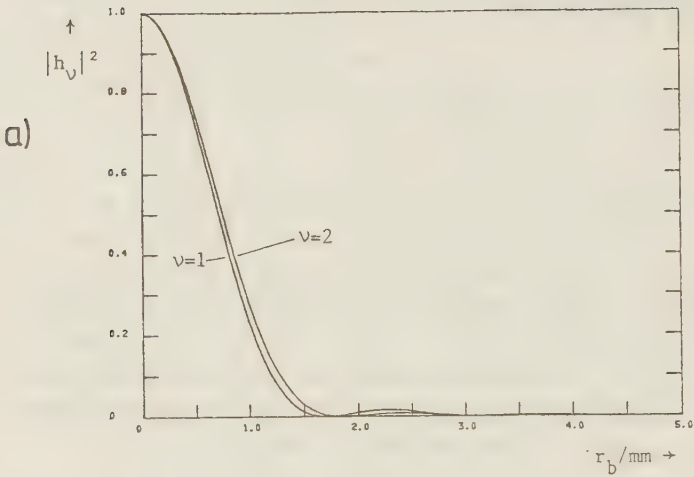


Abb. 3-11: (a) Impulsantwort $|h|^2$ und (b) Übertragungsfunktion H der in Abb. 3-10 spezifizierten Linse (inkohärenter Fall)
 $v = 1$: ohne Berücksichtigung der Dämpfung
 $v = 2$: mit Berücksichtigung der Dämpfung

druckverteilung $p(r_b, z; \omega)$ in Fokusnähe angeführt werden. Bei Gültigkeit obiger Vorbedingungen erhält man für den dämpfungsfreien Linsentyp mit der Aperturfunktion a_{L1} :

$$p(r_b, z; \omega) \sim \frac{1}{2\pi} \exp(j\omega z/c) \cdot \int_0^{\omega K} \tilde{\omega}_r J_0(\tilde{\omega}_r r_b) \cdot \exp(-jcz\tilde{\omega}_r^2/2\omega) d\tilde{\omega}_r; \quad (3.65)$$

Ein Vergleich mit Gl. 3.50 zeigt, daß beide Gleichungen für $z = 0$ ineinander übergehen. Für die Berechnung der Tiefenschärfe genügt jedoch die Kenntnis der Druckverteilung längs der optischen Achse. Eine Auswertung von Gl. 3.65 für $r_b = 0$ liefert:

$$\begin{aligned} p(r_b=0, z; \omega) &\sim \frac{1}{2\pi} \exp(j\omega z/c) \cdot \int_0^{\omega K} \tilde{\omega}_r \exp(-jcz\tilde{\omega}_r^2/2\omega) d\tilde{\omega}_r = \\ &= \frac{\omega^2 K^2}{4\pi} \exp((j\omega z/c)(1 - (cK/2)^2)) \cdot \frac{\sin(\omega K^2 cz/4)}{\omega K^2 cz/4}; \end{aligned} \quad (3.66)$$

Bei der Eingrenzung des Tiefenschärfebereiches $\pm z_T$ ist als Kriterium ein Amplitudenabfall von 10% üblich, d.h. $|p(0, \pm z_T; \omega)| = 0,9 |p(0, 0; \omega)|$. Mit Gl. 3.66 folgt dann:

$$z_T \approx (\pi/\omega K^2 c); \quad (3.67)$$

Mit den Linsendaten von Abb. 3-10 ergibt sich beispielsweise ein Tiefenschärfebereich von $2z_T \approx 10,5$ mm.

Bei der Herleitung der Impulsantwort in Abschn. 3.5.1 wurde dreimal paraxial genähert: Bei der Wellenausbreitung von der Objekt- zur Linsenebene, bei der Dickenfunktion der Linse und bei der Wellenausbreitung von der Linsen- zur Bildebene. Als Folge dieser Näherungen resultierte ein Bildaufbau zwischen zwei ebenen Flächen. Daran änderte auch nichts die zusätzliche Berücksichtigung von endlicher Größe und Dämpfung der Linsenapertur. In der Realität bestehen aber gegenüber den vorgenommenen Näherungen gewisse Abweichungen der Geometrie, die sich als die bekannten Abbildungsfehler sphärische Aberration, Astigmatismus, Bildfeldwölbung usw. äußern. Auf ihre Existenz sei hier zwar hingewiesen, auf

eine mathematische Berücksichtigung aber verzichtet und stattdessen auf die ausführliche Behandlung dieser Abbildungsfehler in der Literatur hingewiesen (z.B. /11/,/26/). Da laut Gl. 3.51 bei der Linse die Dämpfung zum Aperturrand hin ansteigt, kommen bei einer Abbildung zwangsläufig die Strahlen in der Nähe des Linsenzentrums am stärksten zur Geltung. Demnach wirkt sich der durch die paraxial genäherte Dickenfunktion verursachte Fehler bei dämpfungsbehafteten Aperturen sogar etwas geringer aus. In /54/ wurde eine entsprechend korrigierte Linse gefertigt, die auf Grund ihrer speziellen Kontur die Laufzeitbedingung für alle ihre Apertur durchsetzenden Strahlen einer im Ursprung der Objektebene befindlichen Punktquelle erfüllt (Vermeidung der sphärischen Aberration). Die zur Korrektur nötige Konturabweichung gegenüber einem rein sphärischen Schliff ist selbst am Aperturrand noch sehr gering, so daß letztlich bei Abbildungsexperimenten keine Qualitätsverbesserung im Bild zu erkennen war. Für Objektpunkte, die zunehmend weiter von der optischen Achse entfernt liegen, hat diese Art von Korrektur ohnehin keine Auswirkungen. Die für solche Objektpunkte auftretende Bildfeldwölbung, d.h. der Effekt, daß die zugehörigen Bildpunkte bereits mehr und mehr vor der rein formal durch den Abstand $d = 2F$ definierten Bildebene entstehen, wird also stets verbleiben. Da die Empfangsmatrix aber immer nur eine ebene Fläche abtasten kann, wird - umgekehrt formuliert - nicht streng eine Ebene, sondern eine schwach gekrümmte, zur Linse hin gewölbte Kugelschale zur Abbildung kommen, welche die Objektebene in ihrem Ursprung tangiert. Bei biologischen Objekten ist dieser Effekt jedoch bedeutungslos, da auf Grund ihrer endlichen Ausdehnung in z-Richtung immer ein Gewebeausschnitt in dem am schärfsten abgebildeten Bereich liegt.

Für den Linseneffekt sind die unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten von Linsenmedium und Umgebungsmedium Wasser verantwortlich, was durch die Brechzahl c/c_L zum Ausdruck kommt. Solange aber die akustischen Impedanzen, also die Produkte aus Schallgeschwindigkeit und Dichte beider Medien, nicht übereinstimmen, wird auch ein gewisser Schallanteil an den Grenzflächen der Linse reflektiert werden. Als Maß für den reflektierten Anteil dient der Reflexionsfaktor R , während der Durchlässigkeitsfaktor D den durchgelassenen Schallanteil beschreibt. Letzterer ist der bei der Abbildung wirksame Beitrag. Bei senkrechtem Einfall einer Welle aus dem Medium Wasser mit der Impedanz Z auf das Linsenmedium mit der Impedanz Z_L gilt dann für das Verhältnis von durchgehender zu einfallender

der Schallamplitude:

$$D = \frac{2Z_L}{Z + Z_L} ; \quad (3.68)$$

Die bei Gl. 3.68 nötige Voraussetzung des senkrechten Einfalls auf die Grenzfläche ist jedoch bei der Linse nur für bestimmte Strahlen erfüllt. Der Durchlässigkeitsfaktor D muß deshalb als Funktion des Winkels γ behandelt werden, wobei γ die Winkelabweichung gegenüber dem senkrechten Einfall darstellt. Darüberhinaus werden bei nicht senkrechtem Einfall, also für $\gamma \neq 0$, in der Linse auch Transversalwellen angeregt, da sie ein Festkörper ist. Für die üblichen Linsenmedien Polystyrol und Plexiglas stört dieser Effekt bei der Abbildung nicht, da jeweils die Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle c_T kleiner als die Schallgeschwindigkeit c von Wasser ist und somit die Linse für diesen Wellentyp divergent wirkt. Außerdem ist die Amplitude der angeregten Transversalwelle wesentlich kleiner als die der Longitudinalwelle. Für den Übergang Wasser - Linse errechnet sich der winkelabhängige Durchlässigkeitsfaktor $D_{WL}(\gamma)$ nach /33/:

$$D_{WL}(\gamma) = \frac{2\cos 2\gamma_T}{(c_T/c_L)^2 \cdot \sin 2\gamma_L \cdot \sin 2\gamma_L + \cos^2 2\gamma_T + \frac{\rho c}{\rho_L c_L} \frac{\cos \gamma_L}{\cos \gamma}} ;$$

...für $\gamma \leq \gamma_g$ und $D_{WL}(\gamma) = 0$; für $\gamma > \gamma_g$; (3.69)

Dabei ist: $\gamma_g = \arcsin(c/c_L)$;

$\gamma_L = \arcsin((c_L/c)\sin\gamma)$;

$\gamma_T = \arcsin((c_T/c)\sin\gamma)$;

ρ Dichte des Wassers

ρ_L Dichte des Linsenmediums

c_L Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle } in der Linse

c_T Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle }

c Schallgeschwindigkeit von Wasser

Jenseits des Grenzwinkels γ_g wird $D = 0$, d.h. es tritt Totalreflexion auf. Für $\gamma = 0$ stimmen die Gln. 3.68 und 3.69 wieder überein. Für den

winkelabhängigen Durchlässigkeitsfaktor $D_{LW}(\gamma)$ beim Übergang Linse - Wasser gilt entsprechend:

$$D_{LW}(\gamma) = D_{WL}(\gamma) \cdot \frac{\rho_L \cdot \cos \gamma_L}{\rho_L \cdot \cos \gamma} ; \quad (3.70)$$

Dabei ist γ die Winkelabweichung des im Wasser auslaufenden Strahls gegenüber dem Lot auf die Grenzfläche. In Abb. 3-12 sind die beiden Funktionen $D_{WL}(\gamma)$ und $D_{LW}(\gamma)$ in normierter Form für das Linsenmedium Polystyrol gezeichnet. Man erkennt, daß hier die Abweichungen der Durchlässigkeitsfaktoren gegenüber dem senkrechten Einfall für Winkelbereiche bis ca. 25° unbedeutend sind, zumal D_{WL} und D_{LW} gegenläufiges Verhalten aufweisen. In diesen Winkelbereich fällt aber der größte Teil der zur Abbildung beitragenden Strahlen, so daß mit ausreichender Näherung der durch den zweimaligen Impedanzsprung hervorgerufene Amplitudenrückgang pauschal durch den Wert $D_{WL}(0) \cdot D_{LW}(0)$ beschrieben werden kann. Bei Polystyrol bedeutet dieser Wert mit 0,942 einen relativ geringen Amplitudenabfall. Bei dieser Betrachtungsweise sind jedoch noch nicht die durch Mehrfachreflexion an den Grenzflächen bedingten Einflüsse berücksichtigt. So entstandene, zeitverzögerte Echos können v.a. bei Mehrfachlinsensystemen (vgl. Abschn. 2.3.2, SRI-Kamera) erhebliche

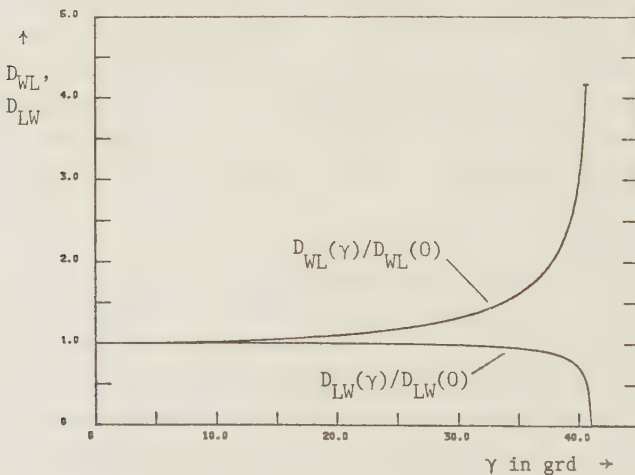


Abb. 3-12: Normierter Durchlässigkeitsfaktor als Funktion des Winkels γ
 D_{WL} : Übergang Wasser - Linse, D_{LW} : Übergang Linse - Wasser.
 Der Winkel γ liegt jeweils zwischen ein- bzw. auslaufendem Schallstrahl und dem Lot auf die Grenzfläche. Linsenmedium: Polystyrol; $D_{WL}(0) = 1,24$; $D_{LW}(0) = 0,76$;

Probleme verursachen. Durch eine oder mehrere sog. Anpaßschichten an den Grenzflächen können die durch die unterschiedlichen Schallimpedanzen verursachten Reflexionen vermieden werden. Eine solche akustische Impedanztransformation ist dabei völlig analog zu der von der Leitungstheorie her bekannten Impedanztransformation. Am einfachsten kann Reflexionsfreiheit durch eine sog. $\lambda/4$ -Anpassungsschicht erzielt werden, deren akustische Impedanz als das geometrische Mittel der Impedanzen beider angrenzender Medien gewählt werden muß. Wie an der Schichtdicke $\lambda/4$ zu erkennen ist, kann damit nur für eine Wellenlänge bzw. Frequenz exakte Anpassung erzielt werden. Durch Kaskadierung mehrerer Schichten geeignet zu wählender Impedanzen (mehrstufige Impedanztransformation) ist Anpassung über immer größere Bandbreiten möglich. (z.B. /46/,/47/). Die konsequente Weiterentwicklung dieses Konzeptes führt zu einem "kontinuierlichen" Medium, dessen Impedanzgradient sich monoton mit der Dicke ändert und dessen Impedanz an den Grenzflächen stetig in die der angrenzenden Medien übergeht. Die Anpassung ist dann fast völlig frequenzunabhängig /29/.

Die hier aufgezählten theoretischen Lösungen scheitern aber meist an ganz einfachen praktischen Schwierigkeiten: Zum einen sind - im Gegensatz zur Impedanztransformation mit elektrischen Leitungen - nicht Medien mit beliebigen Schallimpedanzen verfügbar, zum anderen bereitet ein dauerhaftes Aufbringen streng definierter Schichtdicken auf die stets von Wasser umgebenen konkaven Linsenoberflächen erhebliche technologische Probleme. Es ist daher wenig sinnvoll, Anpaßsysteme zu konzipieren, die mehr als eine oder zwei Anpaßschichten pro Grenzfläche erfordern.

3.6 Bildabtastung

Nach Gl. 3.6 ist die Ausgangsspannung $U_E(\omega)$ eines in der Bildebene befindlichen Empfangsschallwandlers proportional zu der über seine Apertur $a_E(x_b, y_b)$ integrierten komplexen Schalldruckverteilung $p_b(x_b, y_b; \omega)$. Bei Verschiebung der Apertur um x_E bzw. y_E bezüglich des Bildebenennurstrahls wird dann auch die Ausgangsspannung U_E zu einer Funktion der Schallwandlerposition x_E, y_E in der Bildebene. Gl. 3.6 läßt sich somit als Faltungsintegral darstellen*):

$$U_E(x_E, y_E; \omega) = H_E(\omega) \cdot p_b(x_E, y_E; \omega) ** a_E(x_E, y_E); \quad (3.71)$$

Im Fall der Abbildung mit örtlich inkohärentem Schall ist in der Bildebene nur die Intensitätsverteilung $p_b(x_b, y_b; \omega) = \langle |p(x_b, y_b; \omega)|^2 \rangle$ bekannt. Zunächst sollen die in Gl. 3.22a,b vorausgesetzten quasi-monofrequenten Bedingungen gelten. Das erlaubt für die hier vorliegenden Verhältnisse nur eine Bandbreite von wenigen hundert Hertz. Die "Variable" ω ist also im Sinne von Gl. 3.22a als Mittenfrequenz einer verbreiterten Spektrallinie zu verstehen, die die Lage auf der Frequenzachse des zur Abbildung verwendeten schmalbandigen Ultraschallspektrums erkennen läßt und eher als Parameter zu betrachten ist. Auf Grund der geringen zulässigen Bandbreite erfordert die in spitzen Klammern angedeutete Zeitmittelung zur Bestimmung der Intensität eine lange Beobachtungsdauer, was aber die folgenden Betrachtungen nicht einschränkt. Da die von der Empfangsschallwandlerapertur erfaßten Punkte der Bildebene nun mit völlig undefinierter Phasenlage zueinander schwingen, ist eine Angabe der Schallwandlerausgangsspannung nach Betrag und Phase, wie z.B. in Gl. 3.71, nicht mehr möglich. Stattdessen kann eine Aussage gemacht werden über den durch den örtlichen Mittelungseffekt der Apertur resultierenden mittleren Druckamplitudenbetrag $\langle |p_{ges}(x_E, y_E; \omega)| \rangle$, der auf die an der Stelle x_E, y_E positionierte Apertur einwirkt. Die Berechnung ist hierbei völlig analog zur Berechnung einer über ein gewisses Zeit-

*) $U_E(x_E, y_E; \omega)$ wird wegen der Zeitfrequenzvariablen ω konsequenterweise groß geschrieben. Die Ortsvariablen x_E, y_E bedeuten hier keine örtliche Verteilung von U_E , sondern lediglich die Abhängigkeit von der Position x_E, y_E des Schallwandlers. Vgl. dazu Anm. von S.36

intervall T gemittelten Größe:

$$\begin{aligned} \langle |p_{\text{ges}}(x_E, y_E; \omega)| \rangle &= \sqrt{\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} p_b(x_b, y_b; \omega) \cdot a_E(x_E - x_b, y_E - y_b) dx_b dy_b}{\iint_{-\infty}^{+\infty} a_E(x_b, y_b) dx_b dy_b}} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{a_{\text{Eges}}} \cdot p_b(x_E, y_E; \omega) ** a_E(x_E, y_E)}; \end{aligned} \quad (3.72)$$

a_{Eges} stellt (als örtliches Analogon zu T) das flächige "Ortsintervall", also die Gesamtfläche der Empfangsapertur dar. Da die Intensität $p(x_b, y_b; \omega) = \langle |p(x_b, y_b; \omega)|^2 \rangle$ bereits eine zeitgemittelte Größe ist, so gilt dies auch für die durch die Schallwandlerapertur zusätzlich örtlich gemittelte Größe $\langle |p_{\text{ges}}(x_E, y_E; \omega)| \rangle$, weshalb die Schreibweise in spitzen Klammern erforderlich ist. Für die notwendige Zeitmitteldauer (Beobachtungszeit) gelten die gleichen Gesichtspunkte wie bei $p(x_b, y_b; \omega)$. Für die mittlere Amplitude der Schallwandlerausgangsspannung gilt dann konsequenterweise:

$$\begin{aligned} \langle |U_E(x_E, y_E; \omega)| \rangle &= |H_E(\omega)| \cdot \langle |p_{\text{ges}}(x_E, y_E; \omega)| \rangle \cdot a_{\text{Eges}} = \\ &= |H_E(\omega)| \cdot \sqrt{a_{\text{Eges}} \cdot p_b(x_E, y_E; \omega) ** a_E(x_E, y_E)}; \end{aligned} \quad (3.73)$$

Mit Hilfe der Gln. 3.23 und 3.24 sind bei gegebener Druck- bzw. Intensitätsverteilung in der Objektebene auch die zugehörigen Verteilungen in der Bildebene berechenbar. Nun sei für den örtlich kohärenten Fall objektseitig die Druckverteilung $p_o(x_o, y_o; \omega)$ bzw. für den örtlich inkohärenten Fall die Intensitätsverteilung $p_o(x_o, y_o; \omega)$ gegeben. Die zugehörigen Ausgangsgrößen des Empfängerschallwandlers lauten dann mit den Gln. 3.23 und 3.71 bei örtlich kohärenter Beschallung

$$U_E(x_E, y_E; \omega) = H_E(\omega) \cdot p_o(x_E, y_E; \omega) ** h(x_E, y_E; \omega) ** a_E(x_E, y_E); \quad (3.74)$$

sowie mit den Gln. 3.24 und 3.73 bei örtlich inkohärenter Beschallung

$$\langle |U_E(x_E, y_E; \omega)| \rangle = |H_E(\omega)| \cdot \sqrt{a_{\text{Eges}} K \cdot p_o(x_E, y_E; \omega) ** |h(x_E, y_E; \omega)|^2 ** a_E(x_E, y_E)}; \quad (3.75)$$

Nun möge die Objektebene ideal homogen beschallt sein, d.h. die x_o, y_o -Abhängigkeit des Quellwellenfeldes entfällt: $p_o(x_o, y_o; \omega) = P_o(\omega)$ bzw. $p_o(x_o, y_o; \omega) = P_o(\omega)$. Als einfaches Testobjekt sei eine Lochblende in der Objektebene angeordnet, die durch die Aperturfunktion

$$a_S(x_o, y_o) = \begin{cases} 1 & \text{innerhalb der Apertur} \\ 0 & \text{außerhalb der Apertur} \end{cases} \quad (3.76)$$

beschrieben werden kann. Dann gilt für die Druck- bzw. Intensitätsverteilung unmittelbar hinter der Apertur:

$$p'_o(x_o, y_o; \omega) = P_o(\omega) \cdot a_S(x_o, y_o); \quad (3.77)$$

$$p'_o(x_o, y_o; \omega) = P_o(\omega) \cdot a_S(x_o, y_o) \quad (3.78)$$

Durch Einsetzen in die Gln. 3.74 und 3.75 ergibt sich:

$$U_E(x_E, y_E; \omega) = H_E(\omega) \cdot P_o(\omega) \cdot a_S(x_E, y_E) \cdot h(x_E, y_E; \omega) \cdot a_E(x_E, y_E); \quad (3.79)$$

$$\langle |U_E(x_E, y_E; \omega)| \rangle = |H_E(\omega)| \sqrt{a_{\text{Eges}}^{KP}(\omega) a_S(x_E, y_E) \cdot |h(x_E, y_E; \omega)|^2 \cdot a_E(x_E, y_E)}; \quad (3.80)$$

Wie die Gleichungen zeigen, wird in beiden Fällen die Ortsabhängigkeit durch ein doppeltes Faltungsprodukt bestimmt. Dieses wird im folgenden für den kohärenten Fall mit

$$c(x_E, y_E; \omega) := a_S(x_E, y_E) \cdot h(x_E, y_E; \omega) \cdot a_E(x_E, y_E); \quad (3.81)$$

und für den inkohärenten Fall mit

$$c(x_E, y_E; \omega) := a_S(x_E, y_E) \cdot |h(x_E, y_E; \omega)|^2 \cdot a_E(x_E, y_E); \quad (3.82)$$

abgekürzt. An dieser Stelle sei erwähnt, daß anstelle einer Lochblende z.B. auch die Apertur a_S eines Sendeschallwandlers direkt abgebildet werden kann. Da alle Punkte der Apertur sich völlig synchron bewegen, stellt sie eine örtlich kohärente Schallquelle dar. Zusammen mit den Gln. 3.3 und 3.79 gilt dann:

$$U_E(x_E, y_E; \omega) = H_E(\omega) \cdot H_S(\omega) \cdot U_S(\omega) \cdot c(x_E, y_E; \omega); \quad (3.83)$$

$c(x_E, y_E; \omega)$ stellt für ein festes Wertepaar x_E, y_E , d.h. für fest positionierte Wandler, eine reine Zeitfrequenz-Übertragungsfunktion $H(\omega)$ dar. Kann man mit entsprechend breitbandigen bzw. durch inverse Filter korrigierte Schallwandler den Einfluß von $H_E(\omega)$ und $H_S(\omega)$ eliminieren, so ist das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsgröße $U_E(\omega)/U_S(\omega)$ dieses nach außen hin rein elektrischen Systems allein durch $H(\omega)$ bestimmt. Da in $H(\omega)$ aber alle Faktoren des Abbildungssystems, wie z.B. die Linse, die Sende- und Empfangswandleraperturen und deren relative Position zueinander usw., zusammengefaßt sind, d.h. $H(\omega)$ letztlich aus dem Phänomen "Schallausbreitung im dreidimensionalen Raum" resultiert, ergeben sich viele Freiheitsgrade bei der Synthese eines bestimmten Frequenzganges (vgl./49/). So ist es beispielsweise möglich, einen zur Besselfunktion $J_0()$ proportionalen Frequenzgang $H(\omega)$ zu erzeugen.

Meist ist es einfacher, die doppelten Faltungsintegrale der Gln. 3.81 bzw. 3.82 durch Fourier-Rücktransformation aus den entsprechenden Ortsfrequenzspektren zu gewinnen. Da die Linse und somit deren Impulsantwort zirkulärsymmetrisch sind, entfällt bei ebenfalls zirkulärsymmetrischen Aperturen a_S und a_E eine Orts- bzw. Ortsfrequenzkoordinate. Mit $A_{S,E}(\omega_r) = \mathcal{B}\{a_{S,E}(r_{E,S})\}$ folgt dann aus den Gln. 3.79 und 3.80:

$$U_E(r_E; \omega) \sim c(r_E; \omega) = \mathcal{B}^{-1}\{A_S(\omega_r) \cdot H(\omega_r; \omega) \cdot A_E(\omega_r)\}; \quad (3.84)$$

$$|U_E(r_E; \omega)| \sim \sqrt{c(r_E; \omega)} = \sqrt{\mathcal{B}^{-1}\{A_S(\omega_r) \cdot H(\omega_r; \omega) \cdot A_E(\omega_r)\}}; \quad (3.85)$$

Es seien nun die Aperturen $a_{S,E}$ Kreisflächen vom Radius $R_{S,E}$. Die zugehörigen Ortsfrequenzspektren lauten (vgl. Gln. 3.48/3.50):

$$A_{S,E}(\omega_r) = 2\pi R_{S,E}^2 \cdot \frac{J_1(\omega_r R_{S,E})}{\omega_r R_{S,E}}; \quad (3.86)$$

Mit den in Abschn. 3.5.2 gefundenen Ergebnissen für $H(\omega_r; \omega)$ bzw. $H(\omega_r, \omega)$ folgt bei kohärenter Beschallung für den (allgemeinsten) Fall der frequenzabhängig dämpfenden Linse endlicher Apertur:

$$c(r_E; \omega) = 2\pi R_S R_E \cdot \int_0^{\omega \kappa} \frac{1}{\omega_r} J_1(\omega_r R_S) J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) \exp\left\{-\left(\frac{\omega_r}{\omega \kappa'}(\omega)\right)^2\right\} d\omega_r; \quad (3.87)$$

(Bei einer dämpfungsfreien Linse entfällt in obiger Gleichung wegen $\kappa' \rightarrow \infty$

die Exponentialfunktion, bei einer gemäß Gl. 3.54 stark dämpfenden Linse kann die obere Integrationsgrenze durch ∞ ersetzt werden.) Bei inkohärenter Beschallung ergibt sich entsprechend:

$$c(r_E; \omega) = 2\pi R_S R_E \cdot \int_0^{2\omega_K} \frac{1}{\omega_r} J_1(\omega_r R_S) J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) H_2(\omega_r; \omega) d\omega_r; \quad (3.88)$$

(Die Funktion $H_2(\omega_r; \omega)$ ist hier zur besseren Übersicht nicht explizit eingesetzt.) Man erkennt, daß beide Aperturradien R_S und R_E in gleicher Weise in die Funktionen c bzw. $\mathbf{c}$ eingehen. Für den trivialen Fall quasipunktförmiger Aperturen $a_{S,E}$, d.h. $R_{S,E} \ll 1/2\omega_K$, gilt im gesamten Integrationsgebiet die Näherung:

$$\frac{J_1(\omega_r R_{S,E})}{\omega_r R_{S,E}} \approx \lim_{x \rightarrow 0} \frac{J_1(x)}{x} = \frac{1}{2}; \quad (3.89)$$

c und $\mathbf{c}$ entarten dann in die Fourier-Bessel-Rücktransformierte der jeweiligen Übertragungsfunktion $H_2(\omega_r; \omega)$ bzw. $H_2(\omega_r; \omega)$, so daß der Funktionsverlauf der Ausgangsgrößen $U_E(r_E; \omega)$ bzw. $\langle |U_E(r_E; \omega)| \rangle$ mit der Linsenimpulsantwort $h_2(r_E; \omega)$ bzw. deren Betrag $|h_2(r_E; \omega)|$ identisch wird. Zur Analyse des Einflusses der endlichen Empfangsapertur a_E wird nun lediglich R_S so klein gewählt, daß Gl. 3.89 erfüllt ist (Quasi-Punktquelle) und R_E mit 0,45 mm etwa flächengleich zu der quadratischen Empfangspixelapertur der Seitenlänge $X_E = 0,8$ mm gewählt (Die exakte Rechnung für eine quadratische Apertur mit Hilfe der Beziehung $\omega_r = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ hat erheblichen numerischen Rechenaufwand zur Folge, führt aber auf einen praktisch deckungsgleichen Funktionsverlauf). Man erhält aus den Gln. 3.87 und 3.88:

$$c(r_E; \omega) \Big|_{R_S \ll 1/2\omega_K} = (R_S^2 \cdot \pi) R_E \cdot \int_0^{2\omega_K} J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) \exp\left\{-\left(\frac{\omega_r}{\omega_K} \frac{r_E}{\omega_r}\right)^2\right\} d\omega_r; \quad (3.90)$$

$$\mathbf{c}(r_E; \omega) \Big|_{R_S \ll 1/2\omega_K} = (R_S^2 \cdot \pi) R_E \cdot \int_0^{2\omega_K} J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) H_2(\omega_r; \omega) d\omega_r; \quad (3.91)$$

In Abb. 3-13a sind die zu den Gln. 3.90 und 3.91 gehörenden Funktionen $|c(r_E; \omega = \omega_m)|$ und $\sqrt{\mathbf{c}(r_E; \omega = \omega_m)}$ in normierter Form gezeichnet, die mit den

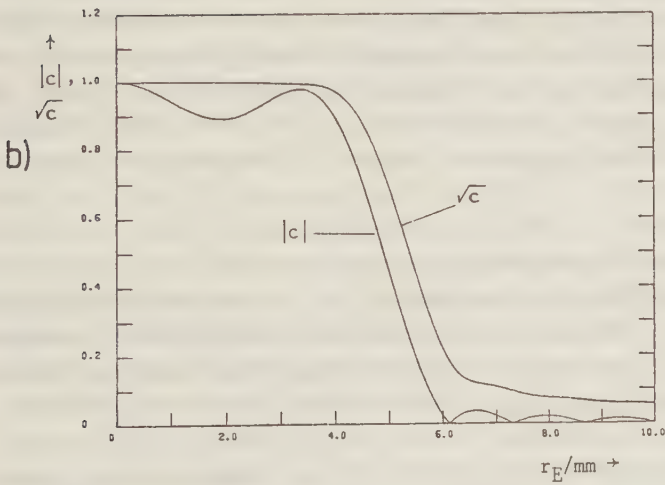
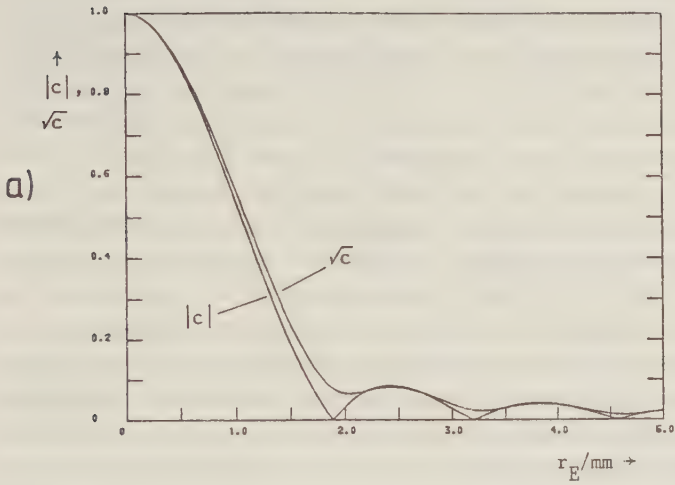


Abb. 3-13: Die Funktionen $|c|$ und $\sqrt{c}$ zur Demonstration des Faltungseinflusses bei kreisrunder Empfangsapertur mit Radius $R_E = 0,45$ mm
a) quasi-punktförmiger Sender (Gln. 3.90 und 3.91)
b) kreisrunde Sendeapertur mit Radius $R_S = 5$ mm (Gln. 3.87 und 3.88)

Funktionsverläufen von $|U_E(r_E; \omega_m)|$ bzw. $\langle |U_E(r_E; \omega_m)| \rangle$ identisch sind. Die Darstellung des Betrags von c dient einerseits zum besseren Vergleich der beiden Kurven, andererseits ist auch nur die Betragsfunktion $|c(r_E; \omega_m)|$ bzw. $|U_E(r_E; \omega_m)|$ für die sich anschließende phasenunempfindliche Signalverarbeitung ausschlaggebend. Man erkennt deutlich die im Fall der örtlichen Inkohärenz auftretende Ausmittlung der Nullstellen. Ein Vergleich mit Abb. 3-10a zeigt, daß die durch die Faltung über die relativ kleine Apertur a_E bedingte Verbreiterung der Impulsantwort kaum ins Gewicht fällt.

Des weiteren ist auch die Reaktion dieses aus Linse und Empfangsapertur mit Radius $R_E = 0,45$ mm bestehenden Abbildungssystems von Interesse, wenn anstelle einer quasi-punktförmigen Schallquelle ($R_S \ll 1/2\omega\kappa$) ein großflächiges Objekt mit dem Aperturradius $R_S \gg 1/2\omega\kappa$ abgebildet wird. Zur Berechnung der zugehörigen Funktionsverläufe müssen dann die Gln. 3.87 und 3.88 herangezogen werden. In Abb. 3-13b sind dazu die Funktionsverläufe $|c(r_E; \omega_m)|$ bzw. $\sqrt{c(r_E; \omega_m)}$ gezeichnet, die für ein kreisförmiges Objekt mit Radius $R_S = 5$ mm gelten. Es wurde wieder auf die jeweiligen Funktionswerte bei $r_E = 0$ normiert. Die resultierenden Funktionsverläufe sind wegen des großen Radius R_S bereits stark mit dem aus der Literatur (z.B./1/) bekannten Fall "Abbildung einer Kante" verwandt. Man erkennt auch deutlich das unter dem Begriff "edge-ringing" bekannte Überschwingerphänomen, welches bei kohärenter Beschallung auftritt.

Um die geforderte Echtzeit-Bilddarstellung zu ermöglichen, wird bei der UST-Kamera das Schallintensitätsbild $p_b(x_b, y_b; \omega)$ in der Bildebene nicht kontinuierlich mit nur einem, verschiebbaren Empfangswandler, sondern diskret mit einer feststehenden $N \times N$ -Empfangsmatrix abgetastet. Die bei jedem diskreten Abtastvorgang vorauszusetzende spektrale Begrenztheit der abzutastenden Funktion ist hier durch das Tiefpaßsystem Linse gewährleistet. Laut Gl. 3.63 gilt für die obere Grenzfrequenz ω_{rmax} bei inkohärenter Beschallung:

$$\omega_{rmax} = 2\omega\kappa; \quad (3.92)$$

Wegen $\omega_r = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ folgt daher:

$$\omega_{xmax} = \omega_{ymax} = \omega_{rmax}; \quad (3.93)$$

Das kleinstmögliche x,y-Pixelraster ist durch die Pixelseitenlänge $X_E = 0,8$ mm gegeben. Die größtmöglichen Abtastfrequenzen ω_{xa} und ω_{ya} sind für beide Dimensionen demnach $2\pi/X_E$. Nach dem Abtasttheorem muß dann für X_E gelten:

$$X_E \leq \frac{\pi}{2\omega_K}; \quad (3.94)$$

Dies würde bei $\omega = \omega_m$ und der in Abb. 3-10 spezifizierten Linse streng genommen eine maximale Pixelseitenlänge von $X_E \approx 0,7$ mm zulassen. Abb. 3-11b zeigt aber, daß der Frequenzgang $H_2(\omega_r; \omega)$ an der Bandgrenze $2\omega_K$ bereits sehr kleine Werte aufweist, so daß eine Abtastung mit einem Raster von $X_E = 0,8$ mm mit Sicherheit noch ausreichend ist. Der technologische Aufwand für noch kleinere Pixelraster würde nämlich immens zunehmen. Laut Gl. 3.94 muß beim Übergang zu höheren Frequenzen ω (im Interesse höherer Auflösung) die Länge X_E entsprechend kleiner gewählt werden, damit nicht Unterabtastung auftritt. Falls X_E Gl. 3.94 für eine Frequenz ω_1 gerade noch erfüllt und man zu der höheren Frequenz $M \cdot \omega_1$ ($M > 1$) übergehen will, so ist durch die Wahl eines entsprechend vergrößerten Abbildungsmaßstabes $1:M$ das Abtasttheorem bei gleichem X_E , also bei Verwendung der gleichen Empfangsmatrix wieder erfüllt. Die Möglichkeit, die gleiche Empfangsmatrix für unterschiedliche Wahl der Abbildungsfrequenzen ω (bzw. der jeweiligen Mittenfrequenzen ω_m) verwenden zu können, ist außerordentlich wichtig: Ein frequenzbedingter Wechsel dieses technologisch sehr aufwendigen Kamerateils wäre äußerst unwirtschaftlich. Die Verwendung der gleichen Empfangsmatrix bedeutet aber auch die gleiche Bildfeldweite X_B , d.h., die abbildbare Objektfeldweite X_O verringert sich auf Grund der Vergrößerung M zu $X_O = X_B/M$. Mit einer durch eine höhere Frequenz ω bedingten höheren Auflösung geht also in gleichem Maße eine Verringerung der abbildbaren Objektfeldweite einher.

Bei der in Gl. 3.94 gestellten Bedingung ist X_E im Sinne einer Rasterschrittweite zu verstehen. Dabei könnten die in beiden Dimensionen im Abstand X_E angeordneten Pixel durchaus kleiner sein und im Extremfall zu einem zweidimensionalen Dirac-Kamm entarten. Um aber aus dem Schallintensitätsbild $p_O(x_b, y_b; \omega)$ die angebotene Energie maximal auszuschnöpfen, wird man immer bestrebt sein, die Pixeldimensionen so gut wie möglich der Rasterschrittweite anzunähern, d.h. den Spalt zwischen den einzelnen Pixeln so klein wie möglich zu machen.

Abschließend sei erwähnt, daß die durch die Faltung über die endliche Fläche X_E^2 bedingte Dämpfung der höheren Ortsfrequenzen grundsätzlich durch zweidimensionale Filterung kompensierbar ist. Dazu werden üblicherweise ein vollständiges Bild digital zwischengespeichert und mit diskreten Entfaltungsalgorithmen direkt im Ortsbereich oder mittels zweidimensionaler diskreter Fouriertransformation und anschließender Rücktransformation im Ortsfrequenzbereich die erforderlichen Filteroperationen durchgeführt. Solche Filterkonzepte wurden im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht verfolgt, zum einen, weil sie bereits Gegenstand vieler anderer Arbeiten waren, zum anderen, weil die erforderliche Rechenzeit dann keinen Echtzeitbetrieb mehr ermöglicht hätte.

3.7 Systemtheorie der Signalverarbeitung

3.7.1 Videospannung bei sinusförmigen und stochastischen Eingangssignalen

Die systemtheoretische Beschreibung eines signalverarbeitenden Kanals geschieht in unmittelbarer Anlehnung an das Blockschaltbild von Abb. 3-14. Dabei können die einzelnen Teilsysteme zunächst in ihrer Funktion als ideal angenommen werden. Die Auswirkung der nichtidealen Eigenschaft "endliche Aussteuerbarkeit" wird gesondert in Abschn. 3.7.3 untersucht. Die Beschreibung erfolgt für eine vollständige Integrationsperiode, also für ein Zeitintervall $0 \leq t < T_E$.

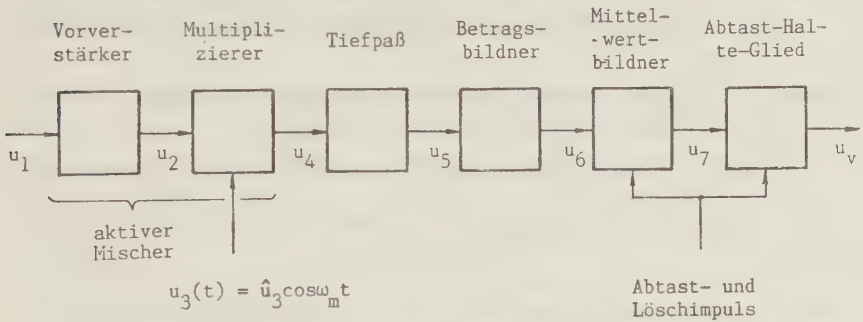


Abb. 3-14: Blockschaltbild eines der $N=256$ signalverarbeitenden Kanäle

Es ist zweckmäßig, die Reaktion eines Kanals auf ein deterministisches und stochastisches Zeitsignal getrennt zu untersuchen, zumal in der Systemkette der Betragsbildner ein nichtlineares System darstellt. Als deterministisches Eingangssignal $u_1(t)$ möge der in Gl. 3.13 spezifizierte Sweep dienen, wobei zusätzlich dessen nichtnegative Amplitude $\hat{u}$ eine im Vergleich zur Tiefpaßgrenzfrequenz $\omega_g = \Delta\omega/2$ sehr langsam zeitveränderliche Größe $\hat{u}(t)$ sein darf:

$$u_1(t) = \hat{u}(t) \cos((\omega_u + \Delta\omega t/T_E)t) = \hat{u}(t) \cos((\omega_m - \omega_g + 2\omega_g t/T_E)t); \quad (3.95)$$

Der aktive Mischer sei durch die Verstärkung V_o ($V_o > 1$, reell) des Vorverstärkers und die Recheneinheit E des Multiplizierers gekennzeichnet. Dann folgt für $u_4(t)$:

$$u_4(t) = V_o u_2(t) \cdot u_3(t) / E =$$

$$= V_0 \frac{\hat{u}_3 \hat{u}(t)}{2E} (\cos(2\omega_m - \omega_g + 2\omega_g t/T_E)t + \cos(2t/T_E - 1)\omega_g t); \quad (3.96)$$

Unter Zusammenfassung der dimensionslosen Größe $V_0 \hat{u}_3/2E := V$ folgt für $u_5(t)$ am Ausgang des Tiefpaßfilters mit der Grenzfrequenz $\omega_g = \Delta\omega/2$:

$$u_5(t) = V\hat{u}(t) \cdot \cos((2t/T_E - 1)\omega_g t); \quad (3.97)$$

$u_5(t)$ beinhaltet also nurmehr den Differenzfrequenzanteil, während der Summenfrequenzanteil vom Tiefpaßfilter unterdrückt wird. Der anschließende Betragsbildner liefert

$$u_6(t) = V\hat{u}(t) \cdot |\cos((2t/T_E - 1)\omega_g t)|; \quad (3.98)$$

wobei $V\hat{u}(t) > 0$ vor die Betragsoperation gesetzt werden kann. Die Spannung am Ausgang des Mittelwertbildners ist dann:

$$u_7(t) = \frac{1}{T_E} \int_0^t u_6(t') dt' = \frac{V}{T_E} \cdot \int_0^t \hat{u}(t') |\cos((2t'/T_E - 1)\omega_g t')| dt'; \quad (3.99)$$

Das Abtast-Halte-Glied speichert den Integrationsendwert, die sog. Videospannung: $u_v = u_7(t=T_E)$. Auf Grund der sehr langsamen Zeitabhängigkeit von $\hat{u}(t)$ gegenüber der schnell oszillierenden $|\cos()|$ -Schwingung kann das Zeitsignal separiert werden:

$$\begin{aligned} u_v &= \frac{1}{T_E} \cdot \int_0^{T_E} \hat{u}(t) |\cos((2t/T_E - 1)\omega_g t)| dt \approx \\ &\approx \frac{1}{T_E} \cdot \int_0^{T_E} \hat{u}(t) dt \cdot \frac{1}{T_E} \cdot \int_0^{T_E} |\cos((2t/T_E - 1)\omega_g t)| dt; \end{aligned} \quad (3.100)$$

Wegen $\frac{1}{T_E} \cdot \int_0^{T_E} |\cos((2t/T_E - 1)\omega_g t)| dt \approx 2/\pi$ folgt somit für u_v :

$$u_v \approx \frac{2V}{\pi T_E} \cdot \int_0^{T_E} \hat{u}(t) dt; \quad \text{bzw. falls } \hat{u}(t) = \hat{u} = \text{const.}: u_v \approx 2V\hat{u}/\pi; \quad (3.101a,b)$$

Die zum Zeitpunkt T_E erhaltene Ausgangsspannung ist also direkt proportional zur Eingangsamplitude $\hat{u}$ bzw. zum im Intervall $0 \leq t < T_E$ gebildeten Zeitmittel der langsam zeitvariablen Amplitude $\hat{u}(t)$. Bei der Wahl von $u_1(t)$ wurde bewußt die zeitliche Lage (z.B. durch eine zusätzliche Phasenvariable φ) nicht berücksichtigt, da durch die große Mitteldauer T_E die Phasenlage völlig bedeutungslos ist. Die für den speziellen Sweep hergeleitete Beziehung gilt natürlich auch für ein Eingangssignal mit konstanter Frequenz ω , solange diese im Bereich $\omega_u < \omega < \omega_o$ liegt und die Differenzfrequenz am Ausgang des Tiefpaßfilters die zur Zeitmittelung nötige Bedingung $|\omega - \omega_m| \gg 2\pi/T_E$ erfüllt. Im zweiten Fall sei $u_1(t)$ ein durch die spektrale Leistungsdichte $\Phi_{11}(\omega)$ spezifiziertes stochastisches Zeitsignal. Die am Ausgang des Mischers resultierende spektrale Leistungsdichte $\Phi_{44}(\omega)$ ist dann:

$$\Phi_{44}(\omega) = (V_o \hat{u}_3 / 2E)^2 \cdot (\Phi_{11}(\omega + \omega_m) + \Phi_{11}(\omega - \omega_m)); \quad (3.102)$$

Am Ausgang des Tiefpaßfilters verbleibt daraus der Anteil $\Phi_{55}(\omega)$:

$$\Phi_{55}(\omega) = \begin{cases} \Phi_{44}(\omega) & \text{für } |\omega| \leq \omega_g \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.103)$$

mit der zugehörigen Autokorrelationsfunktion $\varphi_{55}(\tau) = \mathcal{F}^{-1}\{\Phi_{55}(\omega)\}$. Die Autokorrelationsfunktion der Spannung $u_6(t)$ am Ausgang des Betragsbildners werde mit $\varphi_{66}(\tau)$ bezeichnet. Die sich anschließende Zeitmittelung über das zu $1/\omega_g$ vergleichsweise große Zeitintervall T_E bedeutet für die Spannung u_v am Ausgang des Kanals:

$$u_v = \frac{1}{T_E} \cdot \int_0^{T_E} u_6(t) dt \approx \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u_6(t) dt \right\} = \sqrt{\varphi_{66}(\infty)}; \quad (3.104)$$

Da $u_5(t)$ mittelwertfrei ist, d.h. $\varphi_{55}(\infty) = 0$, gilt die Beziehung (s./6/):

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} (\varphi_{66}(\tau)) = (2/\pi) \cdot \varphi_{55}(0); \quad (3.105)$$

Damit folgt für u_v :

$$u_v \approx \sqrt{(2/\pi) \cdot \varphi_{55}(0)}; \quad (3.106)$$

$$\text{wobei } \varphi_{55}(0) = (1/2\pi) \cdot \int_{-\omega_g}^{+\omega_g} \Phi_{55}(\omega) d\omega =$$

$$= (V^2/2\pi) \cdot \int_{-\omega_g}^{+\omega_g} (\phi_{11}(\omega + \omega_m) + \phi_{11}(\omega - \omega_m)) d\omega; \quad (3.107)$$

durch die Gesamtleistung des Signals $u_5(t)$ gegeben ist. Durch Variablensubstitution $\omega = \omega' + \omega_m$ bzw. $\omega = \omega' - \omega_m$ erhält man:

$$\begin{aligned} \varphi_{55}(0) &= (V^2/2\pi) \left\{ \int_{\omega_m - \omega_g}^{\omega_m + \omega_g} \phi_{11}(\omega) d\omega + \int_{-\omega_m - \omega_g}^{-\omega_m + \omega_g} \phi_{11}(\omega) d\omega \right\} = \\ &= (V^2/2\pi) \cdot \left\{ \int_{\omega_u}^{\omega_o} \phi_{11}(\omega) d\omega + \int_{-\omega_o}^{-\omega_u} \phi_{11}(\omega) d\omega \right\}; \end{aligned} \quad (3.108)$$

Wegen der Symmetrie jedes Leistungsdichtespektrums hinsichtlich ω folgt aus Gl. 3.108

$$\varphi_{55}(0) = (V^2/\pi) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} \phi_{11}(\omega) d\omega; \quad (3.109)$$

und damit für u_v :

$$u_v \approx \sqrt{(2/\pi) \cdot \varphi_{55}(0)} = (V/\pi) \cdot \sqrt{2 \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} \phi_{11}(\omega) d\omega}; \quad (3.110)$$

Falls $\phi_{11}(\omega)$ nur spektrale Anteile im Bereich $\omega_u \leq |\omega| \leq \omega_o$ aufweist, gilt folglich:

$$u_v \approx V \cdot \sqrt{2/\pi} \cdot \sqrt{\varphi_{11}(0)}; \quad (3.111)$$

Bei Aussteuerung eines signalverarbeitenden Kanals mit jeweils einem deterministischen Signal nach Gl. 3.13 und einem stochastischen Signal nach Gl. 3.14a,b gilt für das Verhältnis der Ausgangsspannungen (Index d für deterministisch, Index s für stochastisch):

$$\frac{u_{vd}}{u_{vs}} = \frac{V \cdot (2/\pi) \cdot \hat{u}}{V \cdot \sqrt{2/\pi} \cdot \sqrt{\varphi_{11}(0)}} = \sqrt{2/\pi} \cdot \frac{\hat{u}}{\sqrt{\varphi_{11}(0)}}; \quad (3.112)$$

Haben beide Signale am Eingang gleiche Leistungen, so muß gelten:

$\hat{u}^2/2 = \varphi_{11}(0)$. Dann folgt aus Gl. 3.112

$$\frac{u_{vd}}{u_{vs}} = 2/\sqrt{\pi} \approx 1,13; \quad (3.113)$$

Ein (deterministisches) sinusförmiges Eingangssignal liefert also gegenüber einem leistungsgleichen (stochastischen) Rauschsignal einen etwa 13% höheren Ausgangspegel. An dieser Stelle sei erwähnt, daß als Mittelwertbildner statt des Integrators auch ein Tiefpaßfilter mit der Grenzfrequenz $\omega_g \approx 10\pi/T_E$ Verwendung finden könnte (vgl. /4/). Mittelwertbildung durch Tiefpaßfilterung ist aber nur dann sinnvoll, wenn sich der zu bildende Mittelwert im Vergleich zu den Abfrageperioden T_E nur langsam ändert, da andernfalls immer erst der Einschwingvorgang des Tiefpaßfilters abgewartet werden muß, um das richtige Ergebnis zu erhalten. Bei der UST-Kamera können aber in Abhängigkeit vom Bildinhalt zwei benachbarte Bildpunkte Signale mit völlig unterschiedlicher Amplitudenstärke hervorrufen. Der z.B. im Zeitintervall $0 \leq t < T_E$ zu bildende Mittelwert wird daher stark von dem des Zeitintervalls $T_E \leq t < 2T_E$ abweichen können, so daß nur durch einen nach jedem Intervall löscharen Integrator der zugehörige Mittelwert genau bestimmt werden kann.

3.7.2 Videospannung als Funktion der Empfangswandlerposition

Die letztlich am Monitor erscheinende Lichtintensität wird durch die Videospannung u_v bestimmt. Dabei ist der funktionale Zusammenhang zwischen Lichtintensität und Videospannung normalerweise in einem großen Bereich wählbar und kann den subjektiven Vorstellungen des Betrachters angepaßt werden. Als definitive Ausgangsgröße des gesamten Abbildungssystems zählt daher nur die Videospannung u_v . In diesem Abschnitt sollen nun die Auswirkungen untersucht werden, wenn zur Abbildung ein Quellwellenfeld verwendet wird, dessen (Zeitfrequenz)-Bandbreite die quasi-monofrequenten Bedingungen der Gln. 3.22a,b nicht mehr erfüllt. Speziell sei die verwendete Bandbreite $\Delta\omega = \omega_o - \omega_u = 2\pi(2,5 - 1,5)\text{MHz}$. Als Testobjekt möge wieder die in Gl. 3.89 spezifizierte quasi-punktförmige Lochblende dienen, als Empfangsapertur ein zu X_E^1 flächengleicher Kreis mit Radius $R_E = 0,45 \text{ mm}$. Zunächst werde die Lochblende von nur einem Schallwandler beschallt, so daß örtlich kohärente Verhältnisse vorliegen. Sende- und Empfangswandler seien so breitbandig bzw. so kompensiert, daß im gesamten Intervall $\omega_u \leq \omega \leq \omega_o$ ihre Frequenzgänge $|H_{S,E}(\omega)|$ als konstant angesehen werden dürfen. Bei Beschallung des Objekts mit dem in Gl. 3.13 aufgeführten (deterministischen) Sweep-Signal gilt wegen der vorausgesetzten quasi-stationären Verhältnisse für die Amplitude $\hat{u}_E(r_E, t)$ am Ausgang des Empfängerschallwandlers:

$$\hat{u}_E(r_E, t) \sim |u_E(r_E; \omega(t))|; \quad (3.114)$$

$\hat{u}_E(r_E, t)$ liegt zugleich am Eingang des signalverarbeitenden Kanals. Da laut Gl. 3.13 die Frequenz $\omega(t)$ des Sweep-Signals in der Zeit $0 \leq t < T_E$ linear im Bereich $\Delta\omega = \omega_o - \omega_u$ ansteigt, erhält man für die Videospannung $u_v(r_E)$ gemäß Gl. 3.101:

$$u_v(r_E) \sim (1/T_E) \cdot \int_0^{T_E} \hat{u}_E(r_E, t) dt = (1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} \hat{u}_E(r_E; \omega) d\omega; \quad (3.115)$$

Mit den Ergebnissen der Gln. 3.84 und 3.90 folgt somit (z.B. bei Verwendung von der in Gl. 3.51 spezifizierten Linse):

$$\begin{aligned} u_{vd}(r_E) &\sim (1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} |c(r_E; \omega)| d\omega \sim \\ &\sim (1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} \left| \int_0^{\omega_K} J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) \exp\left\{-\left(\frac{\omega_r}{\omega_K'(\omega)}\right)^2\right\} d\omega_r \right| d\omega; \end{aligned} \quad (3.116)$$

$u_{vd}(r_E)$ ist also dem im Intervall $\Delta\omega$ bestimmten linearen Mittelwert der Funktion $|c(r_E; \omega)|$ proportional, da ein sinusförmiges (deterministisches, vgl. Index d) Zeitsignal für den Schallsender verwendet wurde. Wird stattdessen die Lochblende mit dem in Gl. 3.14a,b spezifizierten Bandpaßrauschsignal beschallt, so läßt sich für die spektrale Leistungsdichte am Ausgang des Empfangsschallwandlers schreiben:

$$\Phi_{EE}(r_E, \omega) \sim |c(r_E; \omega)|^2; \quad (3.117)$$

Mit Gl. 3.110 folgt dann für die Videospannung:

$$\begin{aligned} u_{vs}(r_E) &\sim \sqrt{(1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} |c(r_E; \omega)|^2 d\omega} \sim \\ &\sim \sqrt{(1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} \left| \int_0^{\omega_K} J_1(\omega_r R_E) J_0(\omega_r r_E) \exp\left\{-\left(\frac{\omega_r}{\omega_K'(\omega)}\right)^2\right\} d\omega_r \right|^2 d\omega}; \end{aligned} \quad (3.118)$$

$u_{vs}(r_E)$ ist also dem im Intervall $\Delta\omega$ bestimmten quadratischen Mittelwert der Funktion $|c(r_E; \omega)|$ proportional, da ein stochastisches Zeitsignal (vgl. Index s) für den Schallsender verwendet wurde. Weil die nichtnegative Funktion $|c(r_E; \omega)|$ im gesamten r_E -Bereich keine stark wellige Frequenzabhängigkeit aufweist, werden sich linearer und quadratischer Mittelwert und somit $u_{vd}(r_E)$ und $u_{vs}(r_E)$ kaum unterscheiden. In Abb. 3-15a,b ist der Funktionsverlauf von $u_{vd}(r_E)$ und $u_{vs}(r_E)$ in normierter Form dargestellt. Beide Kurven sind praktisch deckungsgleich. Zum Vergleich ist die Funktion $|c(r_E; \omega_m)|$ mit eingezeichnet, die bei monofrequenter Beschallung mit $\omega = \omega_m$ den Verlauf der Videospannung $u_v(r_E)$ ergeben würde. Man erkennt deutlich die "Ausmittlung" der Nullstellen durch die Breitbandigkeit der Sendesignale. Die Impulsantwort des Gesamtsystems (also einschließlich signalverarbeitender Kanal) ist somit bei örtlich kohärenter Beschallung durch die in den Abb. 3-15a,b gezeichneten Funktionen gegeben.

Nun mögen eine Vielzahl von unabhängigen Sendeschallwandlern zur gleichzeitigen Beschallung des Objekts verwendet werden, so daß örtlich inkohärente Verhältnisse vorherrschen. Es wird daher nicht die Funktion $|c(r_E; \omega)|$, sondern die Funktion $\sqrt{c(r_E; \omega)}$ von Gl. 3.91 zur Anwendung kommen. Wie in Abschn. 3.3.1 gezeigt wurde, können jedoch für den beabsichtigten Simultanbetrieb vieler Schallwandler wegen der beschränkten Beobachtungsdauer $T_E \approx 150 \mu s$ nur stochastische Sendesignale verwendet werden. Daher ist es auch nur sinnvoll, die Funktion $\sqrt{c(r_E; \omega)}$ in die Gl. 3.118 einzusetzen. Man erhält:

$$u_{vs}(r_E) \sim \sqrt{(1/\Delta\omega) \cdot \int_{\omega_u}^{\omega_o} c(r_E; \omega) d\omega} \sim$$

$$\sim \sqrt{(1/\Delta\omega) \int_{\omega_u}^{\omega_o} \int_0^{2\omega_k} J_1(\omega_r r_E) J_0(\omega_r r_E) H_2(\omega_r; \omega) d\omega_r d\omega} ; \quad (3.119)$$

In Abb. 3-16 ist der Verlauf dieser Funktion in normierter Form dargestellt. Sie ist die Impulsantwort des Gesamtsystems bei örtlich inkohärenter Beschallung unter Verwendung einer Vielzahl statistisch unabhängiger Sende-Rauschsignale der Bandbreite $\Delta\omega = \omega_o - \omega_u$. $u_{vs}(r_E)$ läßt praktisch keine Welligkeit im Nebenkeulenbereich mehr erkennen. Als Auflösung kann ein Wert von 1,5 mm entnommen werden ($1/\sqrt{2}$ -Kriterium).

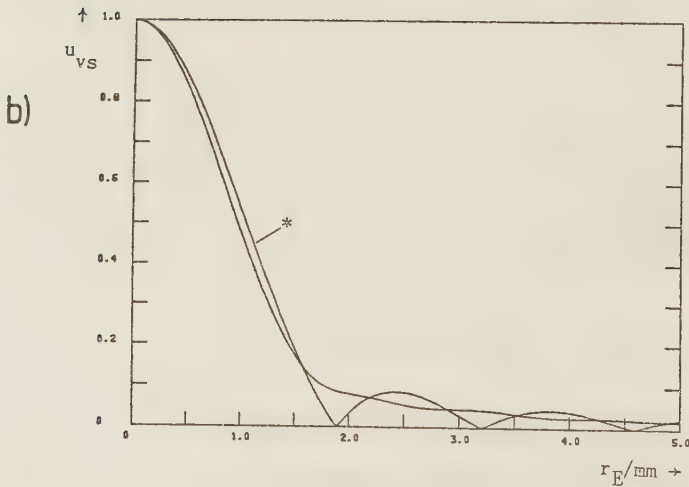
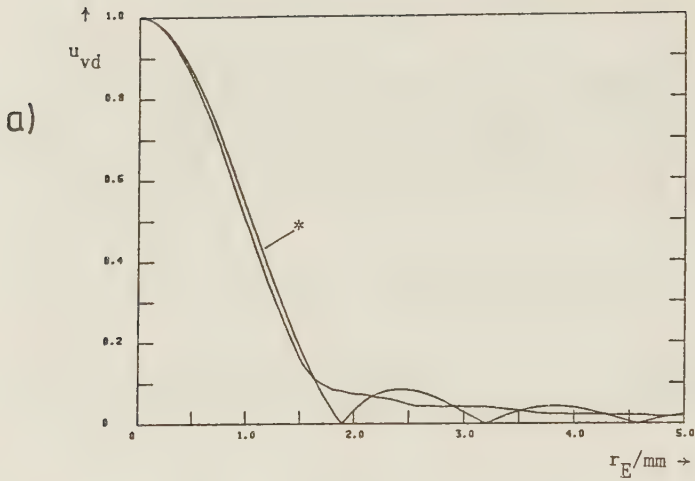


Abb. 3-15: Videospannung $u_{vd,s}$ als Funktion der Empfangsschallwandlerposition r_E bei örtlich kohärenter Abbildung einer quasipunktförmigen Lochblende mit einem

- a) Sweep-Signal (Gl. 3.116)
- b) Bandpaßrauschsignal (Gl. 3.118)

der Bandbr. $\Delta\omega = 2\pi \cdot (2,5 - 1,5)$ MHz. Linsendaten s. Abb. 3-10
Zum Vergleich: Monofrequente Abbildung mit 2 MHz (*)

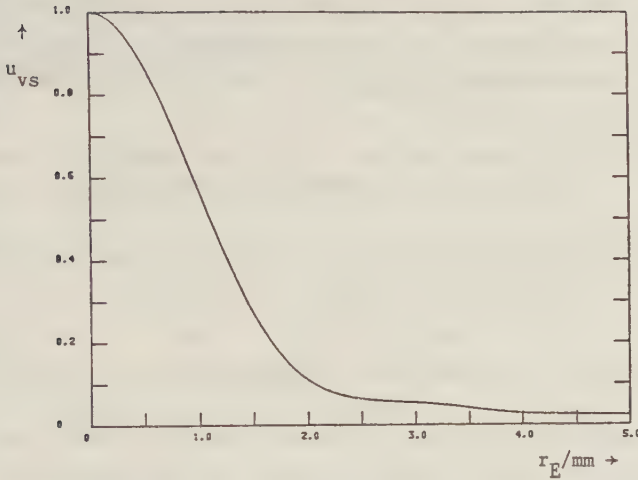


Abb. 3-16: Videospannung u_{VS} als Funktion der Empfangsschallwandlerposition r_E bei örtlich inkohärenter Abbildung einer quasi-punktförmigen Lochblende mit Bandpaßrauschsignalen der Bandbreite $\Delta\omega = 2\pi \cdot (2,5 - 1,5)$ MHz. Linsendaten siehe Abb. 3-10

3.7.3 Einfluß der endlichen Aussteuerbarkeit

Eine wesentliche nichtideale Eigenschaft jedes Systems ist durch die endliche Aussteuerbarkeit gegeben. Eine Analyse des Übersteuerungsverhaltens ist v.a. bei der beabsichtigten Verwendung von Rauschsignalen von Interesse, da diese auf Grund ihrer gaußförmigen Amplitudenverteilung streng genommen jedes reale System mehr oder weniger übersteuern. Die endliche Aussteuerbarkeit kann durch eine i.a. symmetrisch begrenzende Betragsbildnerkennlinie $u_6 = f(u_5)$ gemäß

$$u_6 = \begin{cases} |u_5| & \text{für } |u_5| \leq \hat{u}_{\max} \\ \hat{u}_{\max} & \text{für } |u_5| > \hat{u}_{\max} \end{cases} \quad (3.120)$$

ausgedrückt werden. Diese Beschreibung gilt auch dann, wenn die symmetrische Begrenzung bereits in einer der davorliegenden Systemkomponenten erfolgen sollte. Nun mögen wieder die Auswirkungen einer solchen Kennlinie auf die Videospannung u_v für deterministische und stochastische Signale $u_5(t)$ untersucht werden. Zunächst sei $u_5(t) = \hat{u}_5 \cdot \cos \omega t$,

wobei wegen des vorhergehenden Tiefpaßfilters $\omega \leq \omega_g$ gelten muß und $2\pi/\omega$ wieder klein im Vergleich zur Mittelungsdauer T_E sein soll. Für beliebig große Amplituden $\hat{u}_5 \leq \hat{u}_{\max}$ folgt dann aus einfachen Überlegungen für die Videospannung u_v :

$$u_v = (2/\pi) \cdot \hat{u}_5 \cdot (1 - \cos(\arcsin a) + a \cdot \arccos a); \quad (3.121)$$

Hierbei bedeutet die dimensionslose Größe a das reziproke Aussteuerungsverhältnis:

$$a = \begin{cases} \hat{u}_{\max}/\hat{u}_5 & \text{für } \hat{u}_5 > \hat{u}_{\max} \\ 1 & \text{für } \hat{u}_5 \leq \hat{u}_{\max} \end{cases} \quad (3.122)$$

Im Übersteuerungsfall wird also die Videospannung um den Faktor der eckigen Klammer $()$ kleiner ausfallen, als es bei unendlicher Aussteuerbarkeit der Fall wäre. Nun möge $u_5(t)$ durch ein mittelwertfreies Tiefpaßrauschsignal mit der normierten Autokorrelationsfunktion

$$\psi'_{55}(\tau) = \psi_{55}(\tau)/\psi_{55}(0) = \text{sinc}(\omega_g \tau/\pi); \quad (3.123)$$

gegeben sein, wobei $\psi_{55}(0) = \sigma_5^2$ die Varianz von $u_5(t)$ ist. Die Berechnung der Autokorrelationsfunktion $\psi_{66}(\tau)$ des Ausgangssignals $u_6(t)$ bei einer nichtlinearen Kennlinie $u_6 = f(u_5)$ von Gl. 3.120 erfolgt über eine Reihenentwicklung mit Hermiteschen Polynomen (vgl. /9/):

$$\psi_{66}(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi'_{55}(\tau) \cdot A_n^2; \quad (3.124)$$

Hierbei gilt für die Koeffizienten A_n :

$$A_n = \frac{1}{\sigma_5 \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(u_5) \frac{H_n(u_5/\sigma_5)}{\sigma_5} \cdot \exp\left\{-\left\{\frac{u_5^2}{2\sigma_5^2}\right\}\right\} du_5; \quad (3.125)$$

wobei $H_n(x)$ die (folgendermaßen modifizierten) Hermiteschen Polynome sind:

$$\frac{H_n(x)}{\sqrt{n!}} = \frac{(-1)^n}{\sqrt{n!}} \cdot \exp(x^2/2) \cdot \frac{d^n}{dx^n} \left[\exp(-x^2/2) \right]; \quad (3.126)$$

Für die Videospannung u_v ist $\psi_{66}(\tau)$ nur an der Stelle $\tau = \infty$ ausschlag-

gebend. Da aber

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \psi_{55}^n(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} (\text{sinc}(u_g \tau / \pi))^n = \begin{cases} 1 & \text{für } n = 0 \\ 0 & \text{für } n = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (3.127)$$

bleibt bei der Summe von Gl. 3.124 nur der Summand für $n = 0$ übrig, so daß zusammen mit den Gln. 3.125 und 3.126 gilt:

$$u_v = \sqrt{\varphi_{66}(\infty)} = A_0 = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_5 \sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} f(u_5) \exp\left(-\frac{u_5^2}{2\sigma_5^2}\right) du_5; \quad (3.128)$$

Die Auswertung dieses Integrals durch Aufspaltung in die Bereiche $0 \leq u_5 < \hat{u}_{\max}$ und $\hat{u}_{\max} \leq u_5 < \infty$ liefert:

$$u_v = \sigma_5 \sqrt{2/\pi} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\hat{u}_{\max}^2}{2\sigma_5^2}\right)\right) + \hat{u}_{\max} \left(1 - \text{erf}\left(\frac{\hat{u}_{\max}}{\sigma_5 \sqrt{2}}\right)\right); \quad (3.129)$$

Eine numerische Auswertung von Gl. 3.129 zeigt, daß mit zunehmender Streuung σ_5 der resultierende Mittelwert am Ausgang des begrenzenden Betragsbildners immer weiter unterhalb von dem in Gl. 3.110 angegebenen Mittelwert $\sigma_5 \sqrt{2/\pi} = \sqrt{(2/\pi)} \cdot \varphi_{55}(0)$ bleibt. Bei einem idealen Betrags-

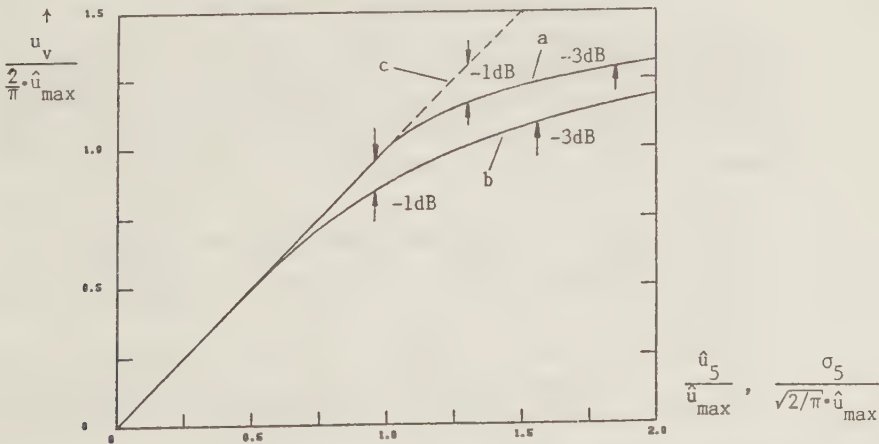


Abb. 3-17: Kompression der Videospannung u_v auf Grund der endlichen Aussteuerbarkeit (Begrenzungseinsatz bei $\hat{u}_{\max}$). Aussteuerung mit a) sinusförmigem und b) stochastischem Signal; c) Verlauf der Videospannung bei unendlicher Aussteuerbarkeit

bildner würden laut Gl. 3.112 ein sinusförmiges Signal der Amplitude $\hat{u}_5$ oder ein Tiefpaßrauschsignal der Streuung $\sigma_5 = \sqrt{2/\pi} \cdot \hat{u}_5$ gleiche Videospannungen $u_v = (2/\pi) \cdot \hat{u}_5$ hervorrufen. Für die in Abb. 3-17 gezeichneten Kurven der Gln. 3.121 und 3.129 für den begrenzenden Betragsbildner wurden daher zum besseren Vergleich bei der Abszissenachse die normierten Eingangsgrößen $\hat{u}_5/\hat{u}_{\max}$ sowie $\sigma_5\sqrt{\pi/2}/\hat{u}_{\max}$ aufgetragen. Die eingezeichneten 1dB- bzw. 3dB-Kompressionspunkte zeigen deutlich, daß sich der durch die endliche Aussteuerbarkeit bedingte Fehler bei stochastischen Signalen wesentlich früher auswirkt.

3.7.4 S/N-Gewinn als Funktion der Integrationszeit

Durch Integration des nichtnegativen Signals $u_6(t)$ über ein Zeitintervall T kann mittels einer geeigneten Korrekturschaltung das Signal-Rauschleistungsverhältnis (S/N) vergrößert werden. Im folgenden möge der S/N-Gewinn als Funktion der Integrationsdauer T analysiert werden. Dazu werden zunächst alle Komponenten als ideal und rauschfrei angenommen und am Eingang der Systemkette von Abb. 3-14 weißes Rauschen einer Ersatzrauschquelle eingespeist. Die am Ausgang des Tiefpaßfilters resultierende Spannung $u_5(t)$ hat dann eine Autokorrelationsfunktion der Form

$$\varphi_{55}(\tau) = (N_S \omega_g / \pi) \text{sinc}(\omega_g \tau / \pi) = \varphi_{55}(0) \text{sinc}(\omega_g \tau / \pi); \quad (3.130)$$

wobei die Rauschleistungsdichte N_S im Gegensatz zur evtl. ebenfalls vorhandenen Nutzrauschleistungsdichte N_0 den störenden Rauschbeitrag darstellt. Die Autokorrelationsfunktion $\varphi_{66}(\tau)$ am Ausgang des Betragsbildners ist mit $\varphi_{55}(\tau)$ verknüpft durch die Beziehung (vgl./4/):

$$\begin{aligned} \varphi_{66}(\tau) &= \frac{2}{\pi} \left[\sqrt{\varphi_{55}^2(0) - \varphi_{55}^2(\tau)} + \varphi_{55}(\tau) \left\{ \arccos \left(\frac{-\varphi_{55}(\tau)}{\varphi_{55}(0)} \right) - \frac{\pi}{2} \right\} \right] = \\ &= \frac{2}{\pi} \varphi_{55}(0) \left[\sqrt{1 - (\text{sinc}(\omega_g \tau / \pi))^2} + \text{sinc}(\omega_g \tau / \pi) \left\{ \arccos(-\text{sinc}(\omega_g \tau / \pi)) - \frac{\pi}{2} \right\} \right]; \end{aligned} \quad (3.131)$$

Ohne Integration wirkt sich als Stör-Rauschspannung unmittelbar die

Streuung von $u_6(t)$ um ihren echten Mittelwert $\bar{u}_6 = \varphi_{66}(\infty)$ auf die Videospannung aus. Diese Streuung σ_0 für eine Integrationszeit $T = 0$ ist mit Gl. 3.131 gegeben zu:

$$\sigma_0 = \sqrt{\varphi_{66}(0) - \varphi_{66}(\infty)} = \sqrt{\left(1 - \frac{2}{\pi}\right) \cdot \varphi_{55}(0)}; \quad (3.132)$$

Es sei bemerkt, daß hier lediglich zur Ermittlung des theoretischen Grenzwertes σ_0 die Integrationszeit T zu Null angenommen wurde, wohingegen die Auswertung der Nutzsignalamplitude natürlich immer eine endliche Beobachtungszeit erfordert. Es werde nun $u_6(t)$ für eine endliche Zeit T integriert. Der durch Division durch T erhaltene Mittelwert ist allerdings wieder eine Schwankungsgröße um den echten Mittelwert $\bar{u}_6$, solange T nicht unendlich lang ist. Die als neue Störspannung verbleibende Streuung $\sigma(T)$ um den echten Mittelwert $\bar{u}_6 = \varphi_{66}(\infty)$ berechnet sich als Funktion der Integrationszeit T (s.a./4/):

$$\sigma(T) = \sqrt{\frac{2}{T} \cdot \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \cdot (\varphi_{66}(\tau) - \varphi_{66}(\infty)) d\tau}; \quad (3.133)$$

Um S/N-Gewinn zu erzielen, ist also lediglich eine Korrekturschaltung erforderlich, die die konstante Spannung $-\bar{u}_6$ additiv in den Integratoreingang einspeist, damit letztlich das Integrationsergebnis mit $\sigma(T)$ wieder um den Wert 0 streut. Die Substitution der Integrationsvariablen bzw. -grenze durch die dimensionslosen, auf die reziproke Tiefpaßgrenzfrequenz $1/\omega_g$ normierten Größen $x = \tau\omega_g$ und $X = T\omega_g$ liefert unter Verwendung von Gl. 3.131:

$$\sigma(X) = 2 \cdot \sqrt{\frac{\varphi_{55}(0)}{X\pi} \int_0^X \left(1 - \frac{x}{X}\right) \left[\sqrt{1 - \left(\text{sinc} \frac{x}{\pi}\right)^2} + \text{sinc} \frac{x}{\pi} \left(\arccos(-\text{sinc} \frac{x}{\pi}) - \frac{\pi}{2} \right) - 1 \right] dx}; \quad (3.134)$$

Mit dem Ergebnis für σ_0 aus Gl. 3.132 folgt dann für den S/N-Gewinn ${}^1G(X) := 20 \cdot \lg G(X) = 20 \cdot \lg (\sigma_0 / \sigma(X)) = 10 \cdot \lg (\sigma_0^2 / \sigma^2(X))$:

$${}^1G(X) = -10 \cdot \lg \left[\frac{4}{(\pi - 2)X} \int_0^X \left(1 - \frac{x}{X}\right) \cdot f(x) dx \right]; \quad (3.135)$$

wobei $f(x)$ durch den Ausdruck in der eckigen Klammer $\left[\right]$ von Gl. 3.134

gegeben ist. Da für große X -Werte die Funktion $f(x)$ bereits dann verschwindend klein im Vergleich zu 1 ist, wenn noch die Näherung $1-x/X \approx 1$ gilt, wird sich der Wert des Integrales von Gl. 3.135 für noch größer werdende X -Werte kaum mehr ändern. Somit nimmt ab einer gewissen unteren X -Schwelle der Gewinn $G(X)$ nach obiger Gleichung linear mit X , d.h. linear mit der Integrationszeit T , zu. In Abb. 3-18 ist ${}^1G(X)$ logarithmisch über X aufgetragen, so daß die lineare S/N-Gewinnzunahme für große X -Werte direkt als Gerade zu erkennen ist.

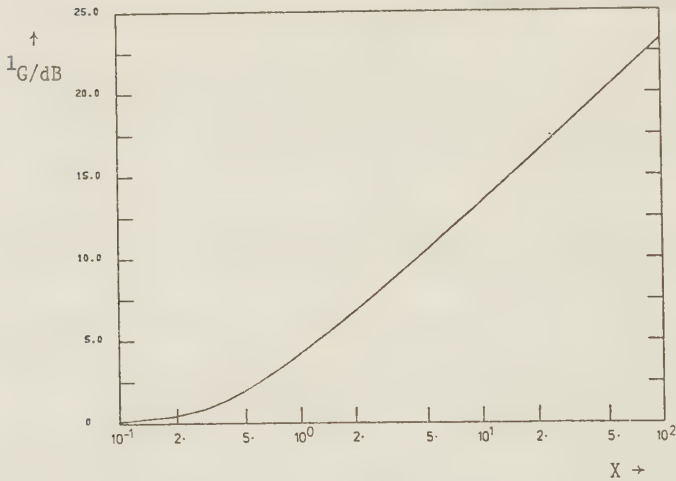


Abb. 3-18: S/N-Gewinn 1G (in dB) als Funktion der normierten Integrationszeit $X = T\omega_g$

4 Bildentstehung durch Streukörper

4.1 Vorbemerkungen

Grundlage für eine Transmissionsabbildung sind die dämpfenden Eigenschaften eines Objekts. Der Begriff "Dämpfung" beinhaltet zwei Effekte: Zum einen Absorption, also die Umwandlung der eingestrahltten Energie in eine andere Energieform (zumeist Wärme), zum anderen Streuung, d.h. Richtungsänderung bzw. verlustlose Aufteilung des eingestrahltten Energieflusses. In der Optik sind die Transmissionseigenschaften z.B. eines Filmes praktisch ausschließlich durch die Absorption des Lichtes in den geschwärzten Zonen gegeben. Bei Ultraschall-Transmissions-Abbildungen kommen beide Effekte, Absorption und Streuung zu Geltung. Ein für das Abbildungsverhalten wesentlicher Unterschied zwischen beiden Effekten möge an Hand von Abb. 4-1 dargestellt werden.

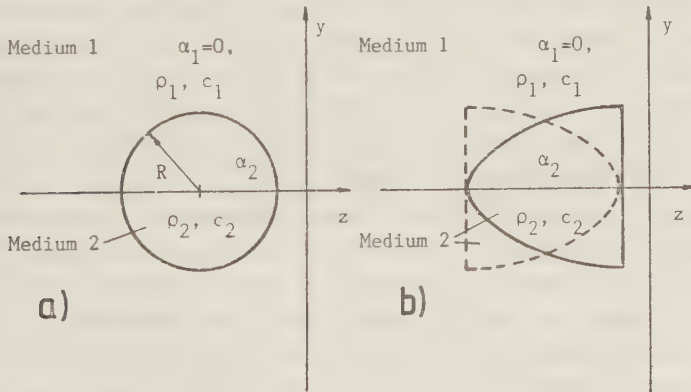


Abb. 4-1: Zur Erläuterung des Unterschiedes zwischen Absorption und Streuung. Beide Körper seien in x-Richtung (senkrecht zur Papierebene) unendlich lang ausgedehnt

Zunächst mögen beide Medien 1 und 2 gleich Dichten $\rho_1 = \rho_2$ und Schallgeschwindigkeiten $c_1 = c_2$ besitzen. Medium 1 sei verlustfrei, Medium 2 wirkt absorbierend, was durch $\alpha_2 \neq 0$ ausgedrückt werden soll. Eine ebene Welle in z-Richtung einfallend mit konstanter Amplitude $\hat{p}$ wird nach Durchlaufen des absorbierenden Zylinders (Abb. 4-1a) in y-Richtung

die Amplitudenverteilung

$$\hat{p}(y) = \begin{cases} \hat{p} \cdot \exp(-\alpha_2 \cdot 2\sqrt{R^2 - y^2}); & \text{für } |y| \leq R \\ \hat{p}; & \text{für } |y| > R \end{cases} \quad (4.1)$$

aufweisen. Die durchlaufene Strecke $d = 2\sqrt{R^2 - y^2}$ im Zylinder kann aber auch durch Projektion auf eine ebene Rückfläche zu einem Dämpfungskörper mit ellipsenartiger Kontur führen. In Abb. 4-1b wird daher der gleiche Amplitudenverlauf $\hat{p}(y)$ zu beobachten sein wie in Abb. 4-1a, auch wenn der Körper um 180° gedreht ist (gestrichelt gezeichnet), da nur dessen Projektion in Wellenausbreitungsrichtung maßgebend ist. Daher genügt bei reiner Absorptionsdämpfung die Berücksichtigung von nur zwei Dimensionen.

In einem anderen Experiment seien beide Medien verlustfrei ($\alpha_{1,2} = 0$), sie sollen aber unterschiedliche Dichten und Schallgeschwindigkeiten haben. Die dann durch die Grenzfläche zwischen beiden Medien bedingte verlustlose Schallstreuung hängt nun gänzlich von der Kontur dieser Grenzfläche im dreidimensionalen Raum ab. Sowohl Form- als auch Lageänderung (wie in Abb. 4-1b angedeutet) rufen eine vollkommen neue Schalldruckverteilung hervor, da die Schallstreuung die Lösung eines Randwertproblems darstellt. In diesem Abschnitt soll nun eine Berechnungsgrundlage für die Schalldruckverteilung bei Vorhandensein definierter Streukörper gegeben werden. Bei bekannter Schalldruckverteilung können dann auch Aussagen über das Bild eines mittels Linse abgebildeten Streukörpers gemacht werden. Dies ist deshalb von besonderem Interesse, da im menschlichen Gewebe nicht nur mikroskopische, also nicht auflösbare Streukörper vorhanden sind, sondern auch makroskopische, also von der Linse einzeln auflösbare Strukturen (z.B. Sehnen, Blutgefäße etc.). Eine mathematisch sinnvolle Vorgehensweise setzt im wesentlichen zwei Vereinfachungen voraus: Erstens eine leicht beschreibbare Streukörpergeometrie mit wohldefinierter Grenzfläche und möglichst hoher Symmetrie und zweitens ein den Streukörper umgebendes homogenes Medium. Beides ist natürlich im Hinblick auf menschliches Gewebe nie exakt erfüllt. Zunächst seien als Einführung die in der Literatur bereits behandelten Streukörpergeometrien "Kugel" und "unendlich langer Zylinder" vorgestellt (z.B. /5/, /6/, /7/). Aufbauend auf letztere Geometrie wird dann ein Berechnungskonzept für unendlich lange röhrenförmige Strukturen

entwickelt, bei denen also zwei Grenzschichten und zwei unterschiedliche Streukörpermedien vorhanden sind, da röhrenförmige Strukturen eine bedeutende Rolle im Körpergewebe spielen (z.B. Blutgefäße). Bei allen Berechnungen wird von einer Beschallung verlustloser Streukörper mit einer ebenen monofrequenten Welle ausgegangen. (Bei multifrequenter Beschallung ist eine Zerlegung in die spektralen Anteile mit Hilfe der Fourier-Analyse erforderlich.) Zur einfacheren Schreibweise werden nicht nur die verschiedenen Schallgeschwindigkeiten c_v , sondern auch die Wellenzahlen k_v verwendet, die aber durch die Frequenz ω direkt über die Beziehung $k_v = \omega/c_v$ verknüpft sind. Ferner wird zur leichteren Formulierung der Grenzbedingungen statt des Schalldruckes p das Geschwindigkeitspotential ϕ verwendet, welches über die Dichte ρ direkt mit dem Druck gemäß $p = \rho(\partial\phi/\partial t)$ in Verbindung steht.

4.2 Das Streufeld der Kugel

Zur Berechnung des Streufeldes der Kugel diene die Anordnung von Abb. 4-2.

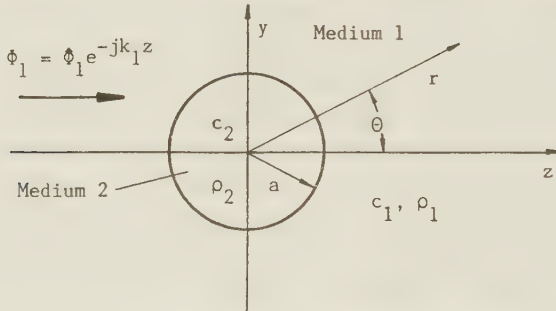


Abb. 4-2: Zur Berechnung des Streufeldes von Kugel und unendlich langem Zylinder

Die bei der Kugel vorliegenden Symmetrieverhältnisse lassen erkennen, daß nur eine z - und θ -Abhängigkeit des Streufeldes möglich ist, wobei θ ein rotationssymmetrisch um die z -Achse gültiger Winkel ist. Zur Anpassung des Problems an die Kugelgeometrie des Streukörpers wird in einem ersten Ansatz die einfallende ebene Welle in eine Reihe stehender Kugelwellen entwickelt:

$$\phi_1 = \phi_1 \exp(-jk_1 z) = \phi_1 \exp(-jk_1 r \cos \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1)(-j)^m j_m(k_1 r) P_m(\cos \theta); \quad (4.2)$$

Dabei sind $j_m()$ die sphärischen Besselfunktionen der Ordnung m und $P_m()$ die Legendre-Polynome (s. Anhang A2). Im folgenden gelte die Abkürzung

$$K_m := (2m+1)(-j)^m; \quad (4.3)$$

Das gesuchte Streufeld $\phi_{1s}(r, \theta)$ außerhalb des Streukörpers muß auf Grund seiner Kugelgeometrie als eine Reihe vom Ursprung auslaufender Kugelwellen dargestellt werden können, wobei die komplexe Gewichtung A_m jeder m -ten Teilwelle noch unbekannt ist:

$$\phi_{1s}(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_m h_m^{(2)}(k_1 r) P_m(\cos \theta); \quad (4.4)$$

Dabei ist $h_m^{(2)}()$ die sphärische Hankelfunktion m -ter Ordnung und 2. Gattung (s. Anhang A2). Da im Streukörperinneren keine Quellen oder Senken sind, muß das Wellenfeld dort durch eine Reihe stehender Kugelwellen mit ebenfalls noch unbekannten komplexen Koeffizienten B_m ausgedrückt werden können:

$$\Phi_2(r, \theta) = \Phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} B_m j_m(k_2 r) P_m(\cos \theta); \quad (4.5)$$

Zur Bestimmung der beiden unbekannten Koeffizientensätze A_m und B_m dienen die beiden an der Kugeloberfläche $r = a$ geltenden Grenzbedingungen für das akustische Geschwindigkeitspotential:

$$\partial \Phi_{\text{lgcs}} / \partial r = \partial \Phi_2 / \partial r \Big|_{r=a}; \quad (4.6a)$$

$$\rho_1 \Phi_{\text{lgcs}} = \rho_2 \Phi_2 \Big|_{r=a}; \quad (4.6b)$$

$$\text{wobei} \quad \Phi_{\text{lgcs}} = \Phi_1 + \Phi_{1s};$$

Da die Grenzbedingungen für jede m -te Teilwelle erfüllt sein müssen, erhält man $2m$ linear unabhängige Gleichungen, was zur Bestimmung der $2m$ Koeffizienten ausreicht. Mit den Abkürzungen

$$j'_m(ka) = \frac{\partial}{\partial r} j_m(kr) \Big|_{r=a} = k \frac{\partial}{\partial(kr)} j_m(kr) \Big|_{r=a}; \quad (4.7a)$$

$$h_m^{(2)'}(ka) = \frac{\partial}{\partial r} h_m^{(2)}(kr) \Big|_{r=a} = k \frac{\partial}{\partial(kr)} h_m^{(2)}(kr) \Big|_{r=a}; \quad (4.7b)$$

$$\text{sowie} \quad \rho_{21} = \rho_2 / \rho_1; \quad (4.8)$$

lautet das Gleichungssystem in Matrixschreibweise:

$$\begin{bmatrix} -h_m^{(2)'}(k_1 a) & j'_m(k_2 a) \\ -h_m^{(2)}(k_1 a) & \rho_{21} j_m(k_2 a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} = K_m \begin{bmatrix} j'_m(k_1 a) \\ j_m(k_1 a) \end{bmatrix}; \quad (4.9)$$

Für das Feld außerhalb der Kugel ist nur die Kenntnis der Koeffizienten A_m erforderlich. Man erhält nach Auflösung von Gl. 4.9 für den Fall der allgemein elastischen Kugel:

$$A_m = K_m \cdot \frac{j_m(k_1 a) j'_m(k_2 a) - j'_m(k_1 a) j_m(k_2 a) \rho_{21}}{-h_m^{(2)}(k_1 a) j'_m(k_2 a) + h_m^{(2)}(k_1 a) j_m(k_2 a) \rho_{21}}; \quad (4.10)$$

Für den Sonderfall der akustisch unendlich harten Kugel ($k_2 \rightarrow 0$), folgt wegen $\lim_{k_2 \rightarrow 0} (j'_m(k_2 a)) = 0$ aus Gl. 4.10 unmittelbar:

$$A_m = K_m \cdot \frac{j'_m(k_1 a)}{-h_m^{(2)}(k_1 a)}; \quad (4.11)$$

Falls die Abmessungen der Kugel nicht sehr groß gegenüber der Wellenlänge sind, gehen die $|A_m|$ rasch gegen Null, so daß in Gl. 4.4 nur eine endliche Summation bis $m = m_{\max}$ nötig ist. Im Fernfeld der Kugel, d.h. für $k_1 r \gg m_{\max}$, können die sphärischen Hankelfunktionen durch eine Exponentialfunktion angenähert werden:

$$h_m^{(2)}(kr) \Big|_{kr \gg m} \approx \frac{1}{kr} \cdot \exp\{-j(kr - (m+1)\frac{\pi}{2})\} = \frac{j}{kr} \cdot j^m \cdot \exp(-jkr); \quad (4.12)$$

Damit folgt für das Fernfeld aus Gl. 4.4:

$$\Phi_{1s}(r, \theta) = \Phi_1 \frac{j}{k_1 r} \exp(-jk_1 r) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m P_m(\cos \theta); \quad (4.13)$$

Gleichung 4.13 zeigt, daß im Fernfeld des Kugelstreuers als Streuwelle eine scheinbar vom Ursprung auslaufende Kugelwelle resultiert, die aber zusätzlich eine winkelabhängige, als Richtfunktion $R(\theta)$ zu interpretierende komplexe Gewichtung aufweist:

$$R(\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m P_m(\cos \theta); \quad (4.14)$$

4.3 Das Streufeld des unendlich langen Zylinders

Bei der Streufeldberechnung des unendlich langen Zylinders wird die selbe Vorgehensweise angewandt wie bei der Kugel. Zur Veranschaulichung kann wieder die Anordnung von Abb. 4-2 herangezogen werden, nur muß sich diesmal der Streukörper als ein konzentrisch um die x-Achse unendlich lang ausgedehnter Zylinder vorgestellt werden. Entsprechend ist dann θ ein parallel zur y,z-Ebene definierter Winkel. Zur Anpassung an die zylindrische Streugeometrie wird die einfallende Welle diesmal in eine Reihe stehender Zylinderwellen entwickelt:

$$\phi_i = \phi_1 \exp(-jk_1 z) = \phi_1 \exp(-jk_1 r \cos \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m J_m(k_1 r) \cos(m\theta); \quad (4.15)$$

Dabei ist ϵ_m das sog. Neumann-Symbol:

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{für } m = 0 \\ 2 & \text{für } m = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (4.16)$$

Das gesuchte Streufeld $\phi_{1s}(r, \theta)$ außerhalb des Zylinders muß auf Grund der Zylindergeometrie als eine von der x-Achse auslaufende Reihe von Zylinderwellen mit noch unbekannten Koeffizienten A_m darstellbar sein:

$$\phi_{1s}(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(k_1 r) \cos(m\theta); \quad (4.17)$$

Dabei ist $H_m^{(2)}$ die Hankelfunktion m-ter Ordnung und 2. Gattung (s. Anhang A2). Im Inneren des Streukörpers muß das Wellenfeld durch eine Reihe stehender Zylinderwellen beschrieben werden können:

$$\phi_2(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} B_m J_m(k_2 r) \cos(m\theta); \quad (4.18)$$

Die Grenzbedingungen von Gl. 4.6a,b müssen nun wieder für jede m-te Teilwelle erfüllt sein. Mit den Abkürzungen $J'_m(ka)$ und $H_m^{(2)'}(ka)$, die völlig analog zu den Abkürzungen für die sphärischen Bessel- und Hankelfunktionen (vgl. Gl. 4.7a,b) definiert sind, lautet dann das durch die Grenzbedingungen erhaltene Gleichungssystem in Matrixschreibweise:

$$\begin{bmatrix} -H_m^{(3)}(k_1 a) & J'_m(k_2 a) \\ -H_m^{(3)}(k_1 a) & \rho_{21} J_m(k_2 a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \end{bmatrix} = Z_m \begin{bmatrix} J'_m(k_1 a) \\ J_m(k_1 a) \end{bmatrix}; \quad (4.19)$$

Dabei ist wieder $\rho_{21} = \rho_2/\rho_1$ wie in Gl. 4.8 und Z_m die Zusammenfassung von

$$Z_m = \varepsilon_m(-j)^m; \quad (4.20)$$

Zur Berechnung des Feldes außerhalb des Zylinders muß Gl. 4.19 nach dem Koeffizientensatz A_m aufgelöst werden. Man erhält für den Fall des allgemeinen elastischen Zylinders:

$$A_m = Z_m \cdot \frac{J_m(k_1 a) J'_m(k_2 a) - J'_m(k_1 a) J_m(k_2 a) \rho_{21}}{-H_m^{(3)}(k_1 a) J'_m(k_2 a) + H_m^{(3)}(k_1 a) J_m(k_2 a) \rho_{21}}; \quad (4.21)$$

Im Fall des akustisch unendlich harten Zylinders ($k_2 \rightarrow 0$) vereinfacht sich Gl. 4.21 wegen $\lim_{k_2 \rightarrow 0} \{J'_m(k_2 a)\} = 0$ zu:

$$A_m = Z_m \cdot \frac{J'_m(k_1 a)}{-H_m^{(3)}(k_1 a)}; \quad (4.22)$$

Für die Konvergenz der Koeffizienten A_m gelten nun die gleichen Bedingungen wie bei der Kugel. Im Fernfeld des Zylinders ($k_1 r \gg m_{\max}$) ist dann folgende Näherung möglich:

$$H_m^{(3)}(kr) \Big|_{kr \gg m} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp\{-j(kr - (2m+1)\frac{\pi}{4})\} = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{j\pi/4} \cdot j^m \cdot e^{-jkr}; \quad (4.23)$$

Damit folgt für das Fernfeld aus Gl. 4.17

$$\phi_{1s}(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi k_1 r}} \cdot e^{j\pi/4} \cdot \exp(-jk_1 r) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m \cos(m\theta); \quad (4.24)$$

Das Fernfeld der Streuwelle eines Zylinderstreuers ist also eine scheinbar aus der x-Achse auslaufende Zylinderwelle, die aber eine winkelabhängige Gewichtung durch die Richtfunktion $R(\theta)$ aufweist, wobei

$$R(\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m \cos(m\theta); \quad (4.25)$$

Ein Vergleich beider Abschnitte 4.2 und 4.3 läßt eine ausgeprägte Analogie, insbesondere bei den Gleichungssystemen 4.9 und 4.19 und deren Lösung, erkennen. Es sei bemerkt, daß zur Bestimmung des resultierenden Gesamtfeldes $\phi_{\text{ges}}(r, \theta)$ im Medium 1 immer das errechnete Streufeld $\phi_{1s}(r, \theta)$ mit der einfallenden ebenen Welle $\phi_1(z) = \phi_1(r \cos \theta)$ auf komplexer Amplitudenbasis überlagert werden muß:

$$\phi_{\text{ges}}(r, \theta) = \phi_1 \exp(-jk_1 r \cos \theta) + \phi_{1s}(r, \theta); \quad (4.26)$$

4.4 Das Streufeld des unendlich langen Rohres

Zur Streufeldberechnung bei einem unendlich lang ausgedehnten Rohr möge Abb. 4-3 dienen, bei der das Rohr im Querschnitt gezeichnet ist.

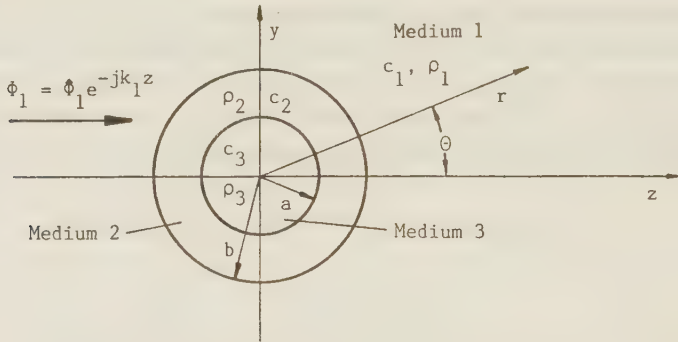


Abb. 4-3: Zur Berechnung des Streufeldes eines unendlich langen Rohres

Wie im Fall des unendlich langen Zylinders kann für die einfallende ebene Welle im Medium 1 der Ansatz

$$\phi_1(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} Z_m J_m(k_1 r) \cos(m\theta); \quad (4.27)$$

für die Reihe auslaufender Zylinderwellen im Medium 1 der Ansatz

$$\phi_{1s}(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(k_1 r) \cos(m\theta); \quad (4.28)$$

und für die Reihe stehender Wellen im Medium 3 der Ansatz

$$\phi_3(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} D_m J_m(k_3 r) \cos(m\theta); \quad (4.29)$$

gemacht werden. Im Medium 2 wird es sowohl eine Reihe einlaufender wie auslaufender Zylinderwellen geben, so daß für die einlaufenden Wellen der Ansatz

$$\phi_{2e}(r, \theta) = \phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} B_m H_m^{(1)}(k_2 r) \cos(m\theta); \quad (4.30)$$

und für die auslaufenden Wellen der Ansatz

$$\Phi_{2a}(r, \theta) = \Phi_1 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} C_m H_m^{(2)}(k_2 r) \cos(m\theta); \quad (4.31)$$

möglich ist. Die Grenzbedingungen lauten in diesem Fall:

$$\partial \Phi_{1ges} / \partial r = \partial \Phi_{2ges} / \partial r \Big|_{r=b}; \quad (4.32a)$$

$$\rho_1 \Phi_{1ges} = \rho_2 \Phi_{2ges} \Big|_{r=b}; \quad (4.32b)$$

$$\partial \Phi_{2ges} / \partial r = \partial \Phi_3 / \partial r \Big|_{r=a}; \quad (4.33a)$$

$$\rho_2 \Phi_{2ges} = \rho_3 \Phi_3 \Big|_{r=a}; \quad (4.33b)$$

wobei $\Phi_{1ges} = \Phi_1 + \Phi_{1s}$; und $\Phi_{2ges} = \Phi_{2e} + \Phi_{2a}$;

Da wieder jede m-te Teilwelle die Grenzbedingungen erfüllen muß, können die vier unbekannten Koeffizientensätze A_m , B_m , C_m und D_m berechnet werden. Man erhält zu deren Bestimmung das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} 0 & H_m^{(1)}(k_2 a) & H_m^{(2)}(k_2 a) & -\rho_{32} J_m(k_3 a) \\ 0 & H_m^{(1)}(k_2 a) & H_m^{(2)}(k_2 a) & -J_m'(k_3 a) \\ -H_m^{(2)}(k_1 b) & \rho_{21} H_m^{(1)}(k_2 b) & \rho_{21} H_m^{(2)}(k_2 b) & 0 \\ -H_m^{(2)}(k_1 b) & H_m^{(1)}(k_2 b) & H_m^{(2)}(k_2 b) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_m \\ B_m \\ C_m \\ D_m \end{bmatrix} = Z_m \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ J_m(k_1 b) \\ J_m'(k_1 b) \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

Dabei wurde wieder die in Gl. 4.7a,b erläuterte abgekürzte Schreibweise für die Funktionswerte der Ableitungen verwendet und für die Dichteverhältnisse $\rho_{21} = \rho_2/\rho_1$ und $\rho_{32} = \rho_3/\rho_2$ geschrieben. Zur Berechnung des Streufeldes außerhalb des Rohres genügt es, die Koeffizienten A_m zu berechnen. Die dazu nötige Determinantenbestimmung vereinfacht sich bei geschickter Ausnutzung der Nullen in der Matrix. Man erhält in Analogie zu Gl. 4.21 das Ergebnis:

$$A_m = Z_m \cdot \frac{J_m(k_1 b) \Delta_{1m}^{(3)} - J'_m(k_1 b) \Delta_{2m}^{(3)} \rho_{21}}{-H_m^{(3)}(k_1 b) \Delta_{1m}^{(3)} + H'_m^{(3)}(k_1 b) \Delta_{2m}^{(3)} \rho_{21}}; \quad (4.35)$$

Dabei sind $\Delta_{1m}^{(3)}$ und $\Delta_{2m}^{(3)}$ nicht wie in Gl. 4.21 nur durch Funktionswerte von Besselfunktionen bzw. deren Ableitung gegeben, sondern durch zwei 3×3-Unterdeterminanten, die ihrerseits leicht durch zwei 2×2-Unterdeterminanten $\Delta_{1m}^{(2)}$ und $\Delta_{2m}^{(2)}$ gewonnen werden können:

$$\begin{bmatrix} \Delta_{1m}^{(3)} \\ \Delta_{2m}^{(3)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_m^{(1)}(k_2 b) & -H_m^{(2)}(k_2 b) \\ H_m^{(1)}(k_2 b) & -H_m^{(2)}(k_2 b) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta_{1m}^{(2)} \\ \Delta_{2m}^{(2)} \end{bmatrix}; \quad (4.36)$$

wobei

$$\begin{bmatrix} \Delta_{1m}^{(2)} \\ \Delta_{2m}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_m^{(2)}(k_2 a) & -H_m^{(3)}(k_2 a) \\ H_m^{(1)}(k_2 a) & -H_m^{(2)}(k_2 a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \rho_{32} J_m(k_3 a) \\ J'_m(k_3 a) \end{bmatrix}; \quad (4.37)$$

Das für A_m gefundene Ergebnis kann nun an Hand mehrerer Grenzfälle durch Vergleich mit Gl. 4.21 überprüft werden. Wenn die Medien 2 und 3 identisch werden, d.h. $k_2 = k_3$ und $\rho_{32} = 1$, liefert Gl. 4.37

$$\Delta_{1m}^{(3)} = -\Delta_{2m}^{(3)} = -2j/a\pi; \quad (4.38)$$

Dabei wurde die Beziehung A 2.15 (Anhang A2) verwendet. Einsetzen in Gl. 4.36 liefert:

$$\Delta_{1m}^{(3)} = -(2j/a\pi) \cdot J'_m(k_2 b); \quad (4.39a)$$

$$\Delta_{2m}^{(3)} = -(2j/a\pi) \cdot J_m(k_2 b); \quad (4.39b)$$

Nach Einsetzen dieser Ergebnisse in Gl. 4.35 kürzt sich der Faktor $-2j/a\pi$ weg (der Radius a darf ja im Ergebnis ohnehin nicht mehr auftauchen), und es verbleibt als Lösung erwartungsgemäß die Form von Gl. 4.21, die für einen Zylinder mit Radius b zutrifft. Werden die Medien 1 und 2 identisch, d.h. $k_1 = k_2$ und $\rho_{21} = 1$, so muß dementsprechend eine Lösung in Form von Gl. 4.21 resultieren, die für einen Zylinder mit Radius a

zutreffend ist. Die Auswertung von Gl. 4.35 für diesen Spezialfall zeigt bei erneuter Verwendung von A2.15:

$$A_m = Z_m \cdot \frac{(2j/\pi b)(\Delta_{1m}^{(2)} + \Delta_{2m}^{(2)})}{-(4j/\pi b) \cdot \Delta_{1m}^{(2)}} =$$

$$= Z_m \cdot \frac{J_m(k_1 a) J'_m(k_3 a) - J'_m(k_1 a) J_m(k_3 a) \rho_{31}}{-H_m^{(2)}(k_1 a) J'_m(k_3 a) + H_m^{(2)}(k_1 a) J_m(k_3 a) \rho_{31}}; \quad (4.40)$$

Wie zu erwarten, kürzt sich dann Radius b weg, und es verbleibt die einfache Form von Gl. 4.21. In einem dritten Grenzfall möge die Wandung des Rohres unendlich dünn gemacht werden, d.h. $a = b$. Dann liefert die Auswertung von Gl. 4.36:

$$\Delta_{1m}^{(2)} = -(4j/b\pi) \cdot J'_m(k_3 b); \quad (4.41a)$$

$$\Delta_{2m}^{(2)} = -(4j/b\pi) \cdot J_m(k_3 b) \cdot \rho_{32}; \quad (4.41b)$$

Nach Einsetzen in die Gl. 4.35 kürzen sich der Faktor $-4j/b\pi$ sowie die Dichte ρ_2 wegen $\rho_{21} \cdot \rho_{32} = \rho_3/\rho_1$ weg, und es verbleibt wieder als Ergebnis die Form von Gl. 4.21 für einen Zylinder mit Radius b bestehend aus Medium 3. Da Medium 2 wegen $a = b$ nicht mehr existiert, taucht auch die Wellenzahl k_2 nicht mehr auf. Wird für den allgemeinen Fall $a \neq b$ für die Wandung des Rohres ein schallhartes Medium ($k_2 \rightarrow 0$) angenommen, so folgt wegen $\Delta_{1m}^{(2)} = 0$ aus Gl. 4.35 unmittelbar:

$$A_m = Z_m \cdot \frac{-J'_m(k_1 b)}{H_m^{(2)}(k_1 b)}; \quad (4.42)$$

Alle Parameter der Medien 2 und 3 tauchen dann im Ergebnis nicht mehr auf, da an der Grenzfläche Totalreflexion erfolgt. Vielmehr zeigt sich die Übereinstimmung mit Gl. 4.22. Für die Verhältnisse im Fernfeld gelten die selben Überlegungen wie im vorhergehenden Abschnitt beim Zylinder.

4.5 Das Bildfeld eines mittels Linse abgebildeten Streukörpers

Zur Abbildung eines Streukörpers wird dieser, wie in Abb. 4-4 gezeigt, exakt in der Objektebene positioniert.

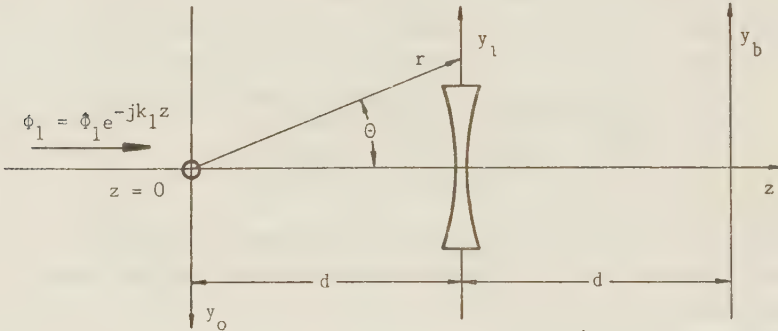


Abb. 4-4: Abbildung eines Streukörpers mittels Linse

Wiederum möge der gesamte Außenraum des Streukörpers, also auch die gesamte Umgebung des Abbildungssystems, aus dem Medium 1 (z.B. Wasser) bestehen. Es zeigt sich, daß für alle Streukörper in der Linsenebene die Fernfeldbedingung erfüllt ist, solange ihre Radien nicht sehr viel größer als die Ultraschallwellenlänge sind. Für die Berechnung des Bildfeldes ist eine unmittelbare Anwendung der Analysemethoden der Optik (wie z.B. Gl. 3.23) nicht möglich, da sie nur für zweidimensionale Objekte zutreffen. Sie können jedoch auf den hier vorliegenden Fall erweitert werden. Eine Berechnungsmöglichkeit besteht darin, das Feld der Streuwelle in der Linsenebene nach Betrag Phase zu ermitteln und mit der Phasenoperation der Linse $\exp(jk_1(x_1^2 + y_1^2)/d)$ von Gl. 3.36 zu multiplizieren. Das dazugehörige Bildfeld erhält man dann in üblicher Weise unter Verwendung der Fresnel-Approximation und Integration über alle jenseits der Linsenapertur ausgehender Kugelwellen. Zugleich existiert aber in der Bildebene noch die von der Linse wieder als ebene Welle abgebildete Originalwelle ϕ_1 . Sie hat dort den Phasenzustand $e^{j(\omega t - k_1 2d)}$ und ergibt nach phasenrichtiger Addition mit dem Bild der Streuwelle den letztlich resultierenden Feldzustand in der Bildebene. Die insgesamt notwendigen Rechenoperationen sind aber relativ aufwendig.

Bei einer anderen Berechnungsmethode können die bisher gewonnenen Ergebnisse der optischen Analysemethoden unmittelbar verwendet werden. Dazu

werde zunächst von einem kugelförmigen Streukörper ausgegangen, dessen Streufeld in der Linsenebene durch die Gl.n. 4.13 und 4.14 in der paraxial genäherten Form als

$$\Phi_{1s} = \Phi_1 \cdot \frac{1}{k_1 d} \cdot \exp(-jk_1(x_1^2 + y_1^2)/2d) \cdot \exp(-jk_1 d) \cdot R(\theta); \quad (4.43)$$

geschrieben werden kann. Bei Multiplikation mit dem Faktor $(k_1^2/2\pi\Phi_1)$ ist dann Gl. 4.43 mit Ausnahme der Richtfunktion $R(\theta)$ völlig identisch mit dem in Gl. 3.35 beschriebenen Punktstrahler zur Herleitung der Linsenimpulsantwort, wenn dieser sich (wie die Streukugel) im Ursprung $x_0 = y_0 = 0$ befindet. Dann muß das Bild eines mit $(2\pi\Phi_1/k_1^2)$ gewichteten Punktstrahlers auch dem Bild des Streufeldes entsprechen, wenn die von ihm ausgehenden Wellen in der Linsenebene zusätzlich die Gewichtung $R(\theta)$ erfahren. Das bedeutet, daß sich das Bild des Streufeldes aus der mit $(2\pi\Phi_1/k_1^2)$ multiplizierten Impulsantwort der verwendeten Linse ergibt, deren Aperturfunktion zusätzlich mit $R(\theta)$ multipliziert wurde. Da $R(\theta)$ im Fall des Kugelstreuers eigentlich eine $\cos\theta$ -Abhängigkeit aufweist, ist es vorteilhaft, θ als Funktion von r_1 gemäß

$$\cos\theta = \frac{d}{\sqrt{d^2 + r_1^2}} = (1 + (r_1/d)^2)^{-1/2}; \quad (4.44)$$

zu formulieren. Bei einer Linse mit zirkulärsymmetrischer Apertur $a_L(r_1)$ ergibt sich also die Ersatzaperturfunktion:

$$a'_L(r_1) = a_L(r_1)R(\theta(r_1)) = a_L(r_1) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m P_m \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (r_1/d)^2}} \right); \quad (4.45)$$

Durch Fourier-Besselrücktransformation von $a'_L(\omega_r c_1 d/\omega) = a'_L(\omega_r d/k_1)$ und Multiplikation mit $2\pi\Phi_1/k_1^2$ erhält man somit das Bild des Streufeldes $\Phi_{bs}(r_b)$:

$$\Phi_{bs}(r_b) = \frac{\Phi_1}{k_1^2} \int_0^{\infty} a_L(\omega_r d/k_1) \omega_r J_0(\omega_r r_b) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m P_m \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_r/k_1)^2}} \right) d\omega_r; \quad (4.46)$$

Wie bei der ersten Berechnungsmethode muß natürlich noch das Bild der Originalwelle phasenrichtig zu $\Phi_{bs}(r_b)$ addiert werden. Da bei der Herleitung der Impulsantwort der konstante Phasenfaktor $\exp(-j2k_1 d)$ zwi-

schen Objekt und Bildebene weggelassen wurde, ist dann für das Bild der Originalwelle ϕ_{b0} der Phasenzustand $e^{-j0} = 1$ zutreffend. Damit folgt für das letztlich resultierende Bild $\phi_{b,ges}(r_b)$:

$$\phi_{b,ges}(r_b) = \phi_1 + \phi_{bs}(r_b); \quad (4.47)$$

Das für einen kugelförmigen Streukörper hergeleitete Bildberechnungskonzept läßt sich auch auf zylindrische bzw. röhrenförmige Streukörper übertragen. Dazu werde zunächst wieder der in Gl. 3.35 angegebene Punktstrahler betrachtet, der in der Objektebene die Funktion $\delta_0(x_0, y_0)$ repräsentiert, wenn er sich im Ursprung befindet. Die Funktion $1 \cdot \delta_0(y_0)$ bedeutet demnach die Erweiterung zu einem aus kontinuierlich aneinandergereihten Punktquellen bestehenden Linienstrahler, der in der x_0 -Achse verläuft. Wie im Fall des Kugelstreuers muß nun das Feld des Linienstrahlers mit dem Streufeld von Zylinder bzw. Rohr verglichen werden. Abb. 4-5 soll veranschaulichen, wie man dessen Feld durch Integration über alle Punktquellenbeiträge erhält:

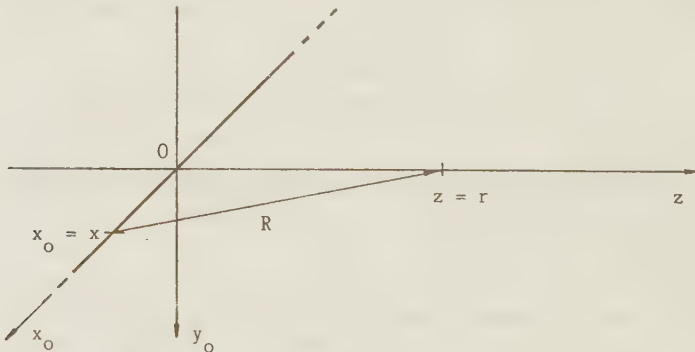


Abb. 4-5: Zur Feldberechnung des Linienstrahlers

Aus Symmetriegründen ist sofort zu erkennen, daß das Feld nur vom senkrechten Abstand r zur x_0 -Achse abhängen kann. Der Beobachtungspunkt r wurde hier willkürlich auf der z -Achse angenommen. Eine Punktquelle von Gl. 3.35 auf der x_0 -Achse an der Stelle $x_0 = x$ liefert im Punkt $z = r$ den Beitrag:

$$\frac{jk_1}{2\pi R} \exp(-jk_1 R) = \frac{jk_1 \exp(-jk_1 \sqrt{x^2 + r^2})}{2\pi \cdot \sqrt{x^2 + r^2}}; \quad (4.48)$$

Die Integration über alle Punktquellen ergibt mit der Substitution $\xi = \sqrt{(x/r)^2 + 1}$ unter Ausnutzung der Symmetrie zur z-Achse (zur Auflösung der Integrale siehe z.B. /2/, /12/):

$$\frac{jk_1}{2\pi} \cdot 2 \int_0^{\infty} \frac{\exp(-jk_1 \sqrt{x^2 + r^2})}{\sqrt{x^2 + r^2}} dx = \frac{jk_1}{\pi} \cdot \int_1^{\infty} \frac{\exp(-jk_1 \xi r)}{\sqrt{\xi^2 - 1}} d\xi = \frac{k_1}{2} H_0^{(a)}(k_1 r); \quad (4.49)$$

Die dazugehörige Fernfeldnäherung lautet:

$$(k_1/2) \cdot H_0^{(a)}(k_1 r) \approx \sqrt{\frac{k_1}{2\pi r}} \cdot \exp(j\pi/4) \cdot \exp(-jk_1 r); \quad (4.50)$$

Ein Vergleich mit dem Fernfeld der Streuquelle des Zylinders bzw. Rohres (Gln. 4.24 und 4.25) zeigt, daß sich letzteres von obigem Ausdruck nur um den Faktor $(2\Phi_1/k_1) \cdot R(\theta)$ unterscheidet. Die eindimensionale (Linien)-Impulsantwort der Linse multipliziert mit $2\Phi_1/k_1$, d.h. also das Bild der Objektfunktion $(2\Phi_1/k_1) \cdot \delta_0(y_0)$, ist somit wieder mit dem Streubild identisch, wenn die Apertur der Linse zusätzlich die winkelabhängige Gewichtung $R(\theta)$ durchführt. θ ist hier allerdings nicht wie im Fall der Kugel ein rotationssymmetrisch um die z-Achse gültiger Winkel, sondern wegen der Zylindergeometrie parallel zur y,z-Ebene definiert. Das bedeutet für den funktionalen Zusammenhang von θ und y_1 :

$$\tan \theta = y_1/d; \quad (4.51)$$

Für die Bestimmung der Linienimpulsantwort $h'(y_b)$ ist wegen der Ausblendeigenschaft der δ_0 -Funktion nur die Kenntnis der Aperturfunktion in y_1 -Richtung nötig, da der Linienstrahler in ω_x -Richtung, außer an der Stelle $\omega_x = 0$, keine Spektralanteile enthält:

$$\mathcal{F}\{\delta_0(y_0)\} = 2\pi \cdot \delta_0(\omega_x); \quad (4.52)$$

Bei gegebener Linsenaperturfunktion $a_L(x_1, y_1)$ folgt mit den Gln. 3.25 und 3.43 für die Linienimpulsantwort $h'(y_b)$:

$$h'(y_b) = \mathcal{F}^{-1}\{a_L(\omega_x d/k_1, \omega_y d/k_1) \cdot 2\pi \delta_0(\omega_x)\} =$$

$$= (1/\pi) \cdot \int_0^{\infty} a_L(0, \omega_y d/k_1) \cdot \cos(\omega_y y_b) d\omega_y; \quad (4.53)$$

Dabei wurde die Symmetrie $a_L(x_1, y_1) = a_L(x_1, -y_1)$ ausgenutzt. Zur Berechnung des Streubildes zylindrischer bzw. röhrenförmiger Körper genügt demnach die eindimensionale Ersatzapertur $a'_L(y_1)$:

$$a'_L(y_1) = a_L(0, y_1) \cdot R(\arctan(y_1/d)); \quad (4.54)$$

Da wiederum $a'(y_1) = a'(-y_1)$ erfüllt ist, ergibt sich das Streubild $\Phi_{bs}(y_b)$ unmittelbar durch Einsetzen von a'_L anstelle von a_L in Gl. 4.53 und Multiplikation mit dem Faktor $2\Phi_1/k_1$:

$$\Phi_{bs}(y_b) = \frac{2\Phi_1}{\pi k_1} \int_0^{\infty} a_L(0, \omega_y d/k_1) \cos(\omega_y y_b) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} j^m A_m \cos(m \cdot \arctan(\omega_y/k_1)) d\omega_y; \quad (4.55)$$

Wie im Fall des kugelförmigen Streukörpers erhält man das letztlich resultierende Bild $\Phi_{b,ges}(y_b)$ nach Addition des Bildes der ebenen Originalwelle:

$$\Phi_{b,ges}(y_b) = \Phi_1 + \Phi_{bs}(y_b); \quad (4.56)$$

4.6 Einige Beispiele

Zur Charakterisierung des Streuverhaltens eines Körpers wird i.a. der Betrag seiner Fernfeld-Richtfunktion $|R(\theta)|$ gezeichnet. Solche Richtdiagramme können für die verschiedensten k_1a -Werte für Kugeln und Zylinder in der Literatur (z.B./5/,/6/,/7/) gefunden werden. Hier sollen deshalb nur die für röhrenförmige Streukörper berechneten Richtdiagramme gezeigt werden und zu Vergleichszwecken diejenigen von Zylindern mit gleichem Außenradius. Abb. 4-6a-d zeigt zunächst die Richtdiagramme von Zylindern, und zwar in den Fällen a und b für ein elastisches Medium (hier z.B. Nylon mit $c = 2650$ m/s und $\rho = 1,14$ g/cm³; Berechnung der Koeffizienten A_m nach Gl. 4.21) und in den Fällen c und d für ein akustisch unendlich hartes Medium (Berechnung der Koeffizienten A_m nach Gl. 4.22), jeweils für $k_1a \approx 3$ und $k_1a \approx 6$. Dabei wurde immer auf den Wert $|R(0)|$ des größeren ($k_1a \approx 6$) Zylinders normiert. Man erkennt deutlich, daß das Streuverhalten mit zunehmender Streukörpergröße anisotroper wird und sich v.a. die Vorwärtsstreuung mehr und mehr ausprägt. Desgleichen zeigt sich, daß die Anisotropie beim schallharten Medium wesentlich stärker ist als beim elastischen Medium Nylon. In Abb. 4-7a-d sind die Richtdiagramme von röhrenförmigen Streukörpern zu sehen, deren Rohrwandung generell aus Nylon besteht und deren Außenradius $b = 0,7$ mm jeweils dem der großen Zylinder von Abb. 4-6a,c entspricht (Berechnung der Koeffizienten A_m nach Gl. 4.35; $k_1b \approx 6$). Deshalb ist bei allen vier Richtdiagrammen die Vorwärtsstreuung relativ stark ausgeprägt. Als Normierungszahl wurden auch hier die Werte $|R(0)|$ von Abb. 4-6a,c verwendet. Es zeigt sich daher, daß die Vorwärtsstreuung auch annähernd gleiche Beträge wie im Fall der gleichgroßen Zylinderstreuer aufweist. An Abb. 4-7a,b wurde für das Rohrrinnenmedium Wasser angenommen, in Abb. 4-7c,d ein akustisch unendlich hartes Medium. Zwei Richtdiagramme (Abb. 4-7b,d) gelten für einen Rohrrinnenradius $a = b/2 = 0,35$ mm, so daß dann erwartungsgemäß keinerlei Übereinstimmung zu Abb. 4-6 zu erkennen ist. Für die anderen beiden Richtdiagramme wurden bewußt die Rohrrinnenradien so gewählt, daß näherungsweise die Verhältnisse der in Abb. 4-6a,c dargestellten großen Zylinder vorliegen: In Abb. 4-7a bewirkt der sehr kleine Rohrrinnenradius von 0,05 mm ein Streuverhalten, das dem eines Zylinders, bestehend aus dem Rohrwandungsmaterial Nylon mit Radius 0,7 mm, stark ähnelt (vgl. Abb. 4-6a). Andererseits bedeutet der relativ große Rohrrinnenradius von 0,65 mm in Abb. 4-7c, daß nurmehr eine Nylon-Rohrwandung von 0,05 mm Stärke verbleibt und somit für das

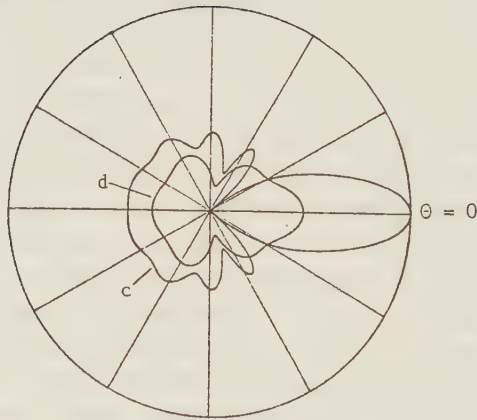
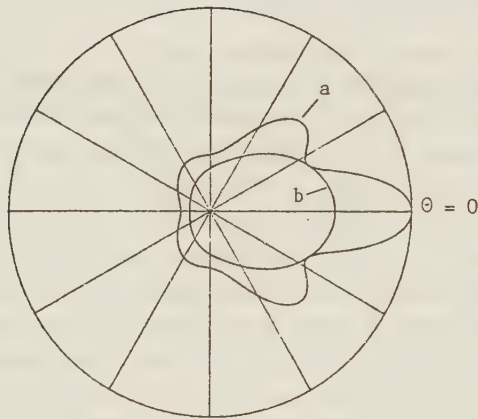


Abb. 4-6: Streufeld-Richtdiagramme unendlich langer Zylinder bei einer Schallfrequenz von $\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$. Es wurde jeweils auf den Wert $|R(0)|$ des größeren Zylinders normiert.

- a) Nylonzylinder mit Radius $a = 0,7 \text{ mm}$ ($k_1 a \approx 6$)
- b) dto., jedoch mit Radius $a = 0,35 \text{ mm}$ ($k_1 a \approx 3$)
(Berechnung der Koeffizienten A_m jew. nach Gl. 4.21)
- c) akust. unendl. harter Zyl. mit Radius $a = 0,7 \text{ mm}$ ($k_1 a \approx 6$)
- d) dto., jedoch mit Radius $a = 0,35 \text{ mm}$ ($k_1 a \approx 3$)
(Berechnung der Koeffizienten A_m jew. nach Gl. 4.22)

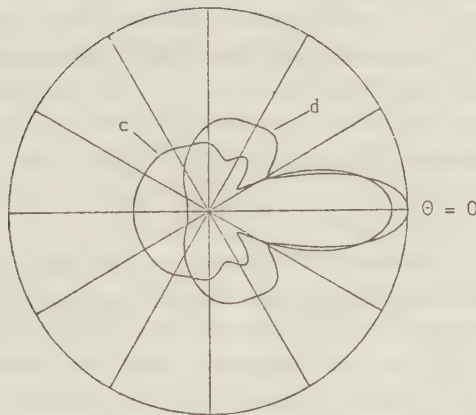
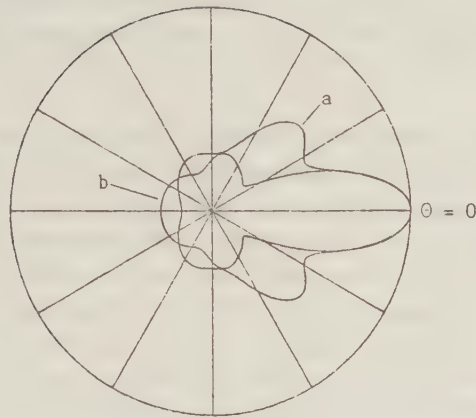


Abb. 4-7: Streufeld-Richtdiagramme unendlich langer Röhre bei einer Schallfrequenz von $\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$. Rohrwandung aus Nylon, Rohraußenradius $b = 0,7 \text{ mm}$ ($k_1 b \approx 6$, Berechnung der Koeffizienten A_m nach Gl. 4.35). Zur Normierung wurden auch hier die Werte $|R(0)|$ von Abb. 4-6a,c verwendet.

- a) Rohrrinnenmedium Wasser, Rohrrinnenradius $a = 0,05 \text{ mm}$
- b) dto., jedoch Rohrrinnenradius $a = b/2 = 0,35 \text{ mm}$
- c) Rohrrinnenmedium ak. unendl. hart, Rohrrinnenradius $0,65 \text{ mm}$
- d) dto., jedoch Rohrrinnenradius $a = b/2 = 0,35 \text{ mm}$

Streuverhalten hauptsächlich die schallharte Rohrseele maßgebend ist. Die Richtfunktion ähnelt daher der des schallharten Zylinders von Abb. 4-6c.

Die in den folgenden Abbildungen dargestellten Bilder von Streukörpern wurden nach Gl. 4.56 berechnet, wobei wieder die in Abb. 3-10 angegebenen Linsenparameter (Linsentyp 2) zu Grunde gelegt wurden. Zunächst sind in Abb. 4-8a,b,c die Bilder von drei Nylonfäden mit den Radien 0,1, 0,35 und 0,5 mm zu sehen, wobei monofrequente Beschallung mit $\omega = 2\pi \cdot 2$ MHz angenommen wurde. Bei nicht vorhandenem Objekt würde als Bild der ebenen Welle der konstante Wert 1 in der Bildebene resultieren. Man erkennt deutlich, daß der durch die Objekte hervorgerufene Amplitudeneinbruch lediglich von unterschiedlicher Stärke ist, alle "dips" aber etwa gleiche Halbwertsbreite aufweisen. Das liegt daran, daß alle drei Objekte nicht größer als das Auflösungsvermögen der Linse sind. Die Halbwertsbreite wird daher im wesentlichen von der Linsenimpulsantwort bestimmt und ist infolgedessen größer als die Objektdurchmesser. Nur der Kontrast (Tiefe des Einbruchs) steigt mit größerem Objektdurchmesser an. Im Gegensatz dazu ist in Abb. 4-9a,b,c das Bild eines von der Linse gut auflösbaren Stahlzylinders mit 4 mm Durchmesser dargestellt. Dann entspricht auch die Breite des Amplitudeneinbruches dem Objektdurchmesser. Um den Einfluß bei breitbandiger Beschallung zu erkennen, wurden jeweils für die drei Frequenzen 1,5 MHz, 2 MHz und 2,5 MHz die zugehörigen Kurven (a,b,c) gezeichnet. Erwartungsgemäß zeigt sich mit zunehmender Frequenz ein steilerer 1-0-Übergang. Man erkennt auch hier, wie sich bei Integration über die Bilder unterschiedlicher Frequenzen die Überschwinger ausmitteln. Wie in Abb. 4-6 zu sehen ist, fällt die Vorwärtsstreuung mit zunehmender Streukörpergröße ausgeprägter aus (d.h. schmalere, aber betragsmäßig größere Hauptkeule). Nach Gl. 4.54 resultiert daraus eine immer "schmalere" Ersatzapertur und somit in der Bildebene (als Fouriertransformierte) ein entsprechend dem Objektdurchmesser breiteres Bild - was ja den objektseitigen Gegebenheiten entspricht. Allerdings kann diese rein qualitativ-betragsmäßige Überlegung nicht den Einfluß der jeweils vorherrschenden Phasenlage (im Vergleich zur Originalwelle) mit einschließen. Dies ist v.a. für das Bildinnere bei größeren Streukörpern entscheidend, da durch deren starke Vorwärtsstreuung die abgebildete Streuwelle in der Nähe des Bildebenenursprungs betragsmäßig größer als das Bild der ebenen Originalwelle werden kann (in normierter Darstellung also größer 1). In

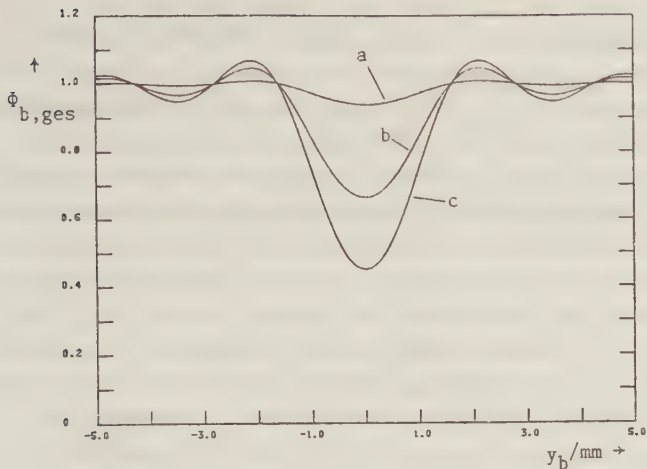


Abb. 4-8: Bildfunktion $\phi_{b,ges}$ bei Abbildung unendlich langer Zylinder mit der in Abb. 3-10 spezifizierte Linse, $\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2$ MHz

- a) Nylonzylinder mit Radius $a = 0,1$ mm
- b) dto., jedoch mit Radius $a = 0,35$ mm
- c) dto., jedoch mit Radius $a = 0,5$ mm

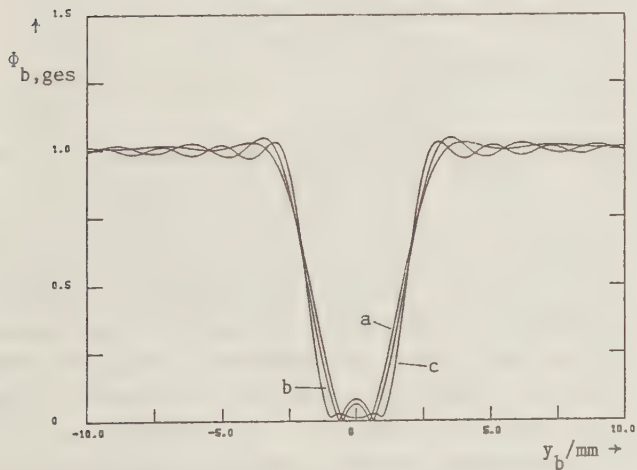


Abb. 4-9: Wie Abb. 4-8, jedoch Zylinder akustisch unendlich hart mit Radius $a = 2$ mm. Verwendete Schallfrequenz

- a) $\omega = \omega_u = 2\pi \cdot 1,5$ MHz
- b) $\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2,0$ MHz
- c) $\omega = \omega_o = 2\pi \cdot 2,5$ MHz

Abb. 4-9 trifft das für die Fälle a und b gerade noch zu. Um den Einfluß des Streukörpermediums zu sehen, wurde in Abb. 4-10a das Streubild eines Zylinders mit ebenfalls 4 mm Durchmesser gezeichnet, für den aber die Schallparameter $c = 1750 \text{ m/s}$ und $\rho = 1,05 \text{ g/cm}^3$ angenommen wurden. In diesem Fall ergibt sich in Ursprungsnähe eine starke Aufhellung. Abschließend sei in Abb. 4-10b das Bild eines "Rohres" gezeigt, bei dem die angegebenen Schallparameter als Simulation eines Blutgefäßes gedacht waren. Dabei wurde das Medium des für Abb. 4-10a zutreffenden Zylinders gleich dem der Rohrwand gewählt, um den Unterschied zwischen "massiv" und "blutführend" zu erkennen. Es zeigt sich, daß die Aufhellung in Bildmitte weniger vom Fall "Rohr" oder "Zylinder" abhängt, sondern vielmehr vom Medium des Zylinders bzw. der Rohrwandung (s.a. Abb. 4-9). Die Aufhellung bei Abbildung des "Blutgefäßes" in Bildmitte ist nur geringfügig größer als bei dem vollständig aus dem Medium der Rohrwand bestehenden Zylinder mit gleichem Außenradius.

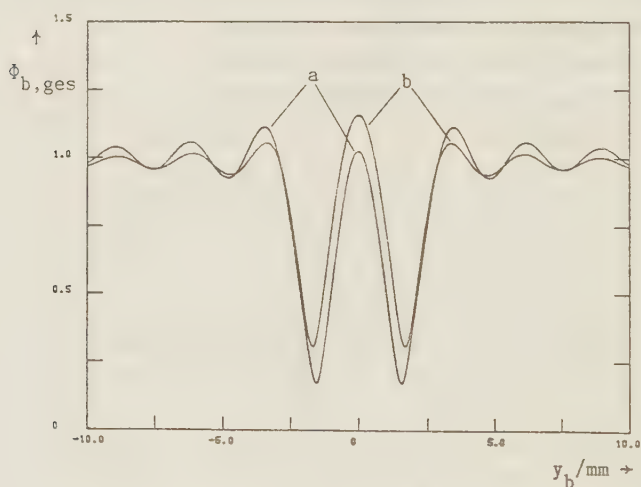


Abb. 4-10: Bildfunktion $\Phi_{b,ges}$ bei Abbildung unendlich langer Streukörper mit der in Abb. 3-10 spezif. Linse, $\omega = \omega_m = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$

a) Zylinder mit Radius $a = 2 \text{ mm}$, Dichte $\rho = \rho_2 = 1.05 \text{ g/cm}^3$ und Schallgeschwindigkeit $c = c_2 = 1750 \text{ m/s}$.

b) Rohr mit Außenradius $b = 2 \text{ mm}$ und Innenradius $a = 1,5 \text{ mm}$. Schallparameter für Rohrwandung wie unter a), für Rohrinnenmedium $\rho = \rho_3 = 1,0 \text{ g/cm}^3$, $c = c_3 = 1570 \text{ m/s}$. Die Wahl der Schallparameter soll Imitation eines Blutgefäßes ergeben: $c_2 \hat{=}$ Sehnengewebe ($\approx$ Gefäßwand), $c_3 \hat{=}$ Blut

5 Technische Realisierung

5.1 Sende-Elektronik

Zur Ansteuerung der Sendematrixelemente mit voneinander unabhängigen Bandpaßrauschsignalen ist für jedes Matrixelement ein Sendekanal erforderlich. In Abb. 5-1 ist das Blockschaltbild einer solchen Vielkanalrauschquelle dargestellt.

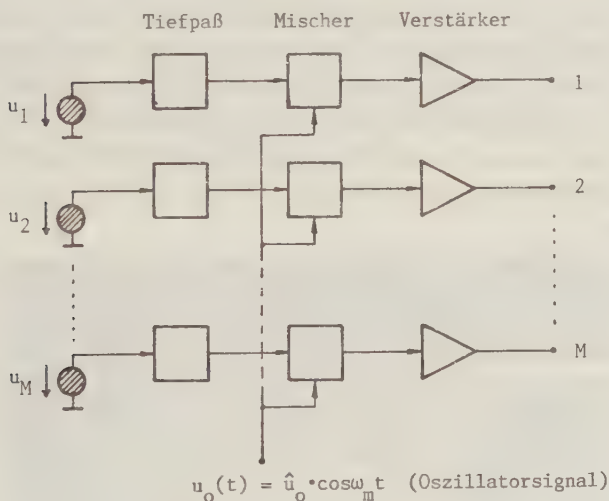


Abb. 5-1: Sende-Elektronik zur Aufbereitung M unabhängiger Bandpaßrauschsignale

Wie die Abbildung zeigt, wurde das in Abschn. 3.3.2 beschriebene Aufwärtsmischverfahren realisiert. Für die M erforderlichen, statistisch unabhängigen Rauschquellen werden einfach M Siliziumtransistoren verwendet, deren Basis-Emitter-Diodenstrecken im Durchbruch, d.h. mit einer Sperrspannung von ≥ 5 V, betrieben werden. Über einen Vorwiderstand zur Strombegrenzung kann der Durchbruchstrom für optimales Rauschverhalten eingestellt werden. Eine so erzeugte Rauschspannung ist von wenigen Kilohertz an bis weit in den Megahertz-Bereich hinein von ausreichender spektraler Homogenität. An die Rauschquellen schließen sich einfache L-C-Tiefpaßfilter mit der Grenzfrequenz von $\omega_g = \Delta\omega/2 = 2\pi \cdot 500$ kHz an. Zur Aufwärtsmischung wurden integrierte Versionen von doppelt balancier-

ten Mischern verwendet, damit nicht weitere unerwünschte Mischprodukte entstehen. Die Rauschspektren an den Mischeraustritten erstrecken sich dann von $\omega_m - \omega_g$ bis $\omega_m + \omega_g$, wobei die Frequenz ω_m des Oszillatorsignals die im Bereich von $2\pi \cdot 2$ MHz bis $2\pi \cdot 7$ MHz wählbare Mittenfrequenz des Bandpaßrauschens darstellt. Die Schallwandlerelemente der anzusteu-
ernden Sendematrix weisen einen Frequenzgang auf, der ober- und unterhalb ihrer Resonanzfrequenz (=Mittenfrequenz) ω_m in relativ symmetrischer Weise leicht abfällt. Dieser Amplitudenabfall kann in recht einfacher Weise dadurch kompensiert werden, daß für die in Abb. 5-1 gezeichneten Tiefpaßfilter in ihrem Durchlaßbereich kein ebener Frequenzgang gewählt wird, sondern ein zur Grenzfrequenz ω_g hin leicht ansteigender. Den Mischern schließen sich Breitbandverstärker mit Gegentaktendstufen an, die Ausgangsspannungen von ≥ 60 V_{ss} ermöglichen, bei einer kapazitiven Last von ca. 200 pF. Diese Last entspricht etwa der Kapazität eines Sendematrixelements zusammen mit seiner coaxialen Zuleitung von 1 m Länge.

5.2 Sende-Matrix

Zur Beschallung des Objekts ist die aus vier 10×10-Sendematrizen bestehende Anordnung von Abb. 3-5 vorgesehen. Es wurde zunächst nur eine 10×10-Sendematrix mit der Pixelgröße (2,2 mm)² realisiert (Abb. 5-2), die für eine Mittenfrequenz von 2 MHz vorgesehen ist. Als Piezomaterial diente PZT-Keramik, welche zur Bandbreitengewinnung mit einem geeigneten Backing bedämpft wurde. Das breitbandige Material PVDF ist wegen seines schlechten Sendewirkungsgrades, bedingt durch die im Vergleich zu PZT sehr viel kleinere Dielektrizitätszahl, nur bei der Empfangsmatrix erfolgreich einsetzbar. Die Rückseite der Sendematrix enthält die Kontaktierung für die 100 individuell zuführbaren Sendesignale, wobei zur Unterdrückung des Übersprechens unbedingt coaxial geschirmte Zuleitungen erforderlich sind.

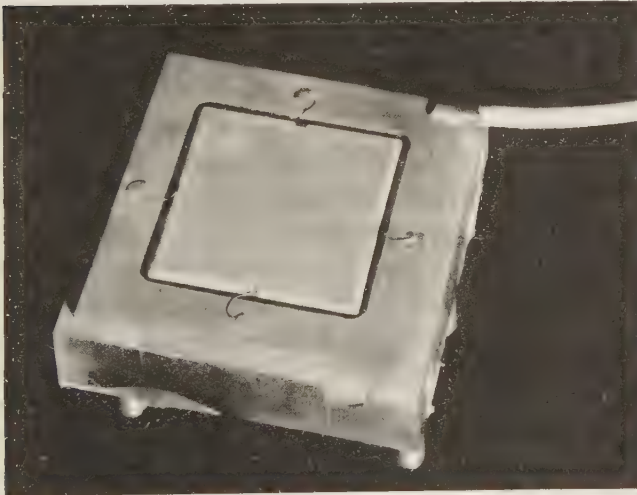


Abb. 5-2: Vorderansicht der 10×10 Sendematrix aus PZT-Keramik

5.3 Schalllinse

Zur Anfertigung von Schalllinsen wurde generell als Rohmaterial Polystyrol verwendet, da es sich im Vergleich zu anderen linsentauglichen Materialien durch niedrige Dämpfungswerte auszeichnet. Polystyrol wird mit einer Dichte von $\rho_L = 1,06 \text{ g/cm}^3$ und einer (longitudinalen) Schallgeschwindigkeit von $c_L = 2350 \text{ m/s}$ angegeben [33]. Da die Schallparameter materialbedingten Streuungen unterliegen, wurden Schallgeschwindigkeit und Dämpfung meßtechnisch überprüft. Es ergaben sich der Wert $c_L = 2260 \text{ m/s}$ sowie eine Dämpfung von ca. $0,4 \text{ dB/(cm}\cdot\text{MHz)}$ was umgerechnet einem Dämpfungskoeffizienten von $\alpha(\omega) = 7,33 \cdot 10^{-7} \cdot \omega \text{ s/m}$ entspricht. Mit dem gemessenen Wert für c_L und der Schallgeschwindigkeit von Wasser $c = 1480 \text{ m/s}$ ergibt sich ein Brechungsindex $c/c_L = 0,655$. Zusammen mit Gl. 3.33 bedeutet dies, daß bei einer gewünschten Brennweite F die Linse mit dem Krümmungsradius $R_K \approx 0,69 \cdot F$ geschliffen werden muß. R_K gilt für symmetrisch sphärisch geschliffene Linsen, d.h. für Linsen deren beide Oberflächen gleiche Krümmungsradien R_K aufweisen. Unsymmetrische Linsen wurden nicht angefertigt, da sonst bei gleicher Brennweite immer ein Krümmungsradius kleiner ausfallen würde, als im symmetrischen Fall und sich dann Abbildungsfehler an den Bildrändern stärker auswirken. Es wurden drei Linsen mit den Brennweiten $F = 160, 180$ und 200 mm hergestellt. Bedingt durch die Dicke des Polystyrolrohmaterials (80 mm) führten die jeweiligen Krümmungsradien zu Aperturradien von $R_L = 85, 89$ und 95 mm . Die erzielbare Auflösung wird durch die Skalierung $\kappa = R_L / c d \sim R_L / F$ im Argument der Übertragungsfunktion von Gl. 3.58 festgelegt. Da ein größerer Wert für κ eine höhere Auflösung bedeutet, ist die Linse mit $R_L = 85 \text{ mm}$ und $F = 160 \text{ mm}$ diesbezüglich am besten. Zusammen mit den Gln. 3.49 und 3.52 ergeben sich für diese Linse die in Abb. 3-10 angegebenen Werte $\kappa = 1,79 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$ und $\kappa'(\omega_m) = 2,31 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$. Von allen drei Linsen ist jene wegen der Proportionalität $R_K \sim F$ auch die Linse mit dem kleinsten Krümmungsradius, so daß hinsichtlich Abbildungsfehler (Bildfeldwölbung etc.) die Linsen mit den größeren Brennweiten als besser zu bezeichnen sind.

5.4 Empfangsmatrix mit Ausleseelektronik

Die elektroakustischen Eigenschaften von PFDV-Schallwandlern wurden bereits in vielen Studien eingehend untersucht (z.B./27/), so daß hier nur die zur Dimensionierung der Ausleseelektronik wesentlichen Ergebnisse angeführt werden. Die elektrische Signalquelle ist jeweils ein PVDF-Schallwandler mit der pro Matrixelement zur Verfügung stehenden Größe X_E^1 (Wegen des endlichen Spaltes zwischen benachbarten Pixelelektroden wird in diesem Kapitel für X_E nicht die Rasterschrittweite von 0,8 mm, sondern die letztlich verbleibende Pixelelektrodenseitenlänge von 0,73 mm angenommen). Ein solcher Empfangsschallwandler kann für den hier interessierenden Frequenzbereich durch folgendes Ersatzschaltbild beschrieben werden:



Abb. 5-3: PVDF-Empfangsschallwandler (Matrixpixel) und zugehöriges Ersatzschaltbild bestehend aus:

U_q : Quellspannung, C_q : Quellkapazität, C_k : Ankoppelkapazität,
 R_δ : dielektrischer Verlustwiderstand ($\tan \delta \approx 0,25$ bei 2 MHz)

Dabei bestimmt sich die Quellspannung U_q durch die auf die Wandleroberfläche einwirkende Kraft F zu:

$$U_q = F \cdot \frac{d \cdot d_E}{\epsilon \cdot X_E^1} = F \cdot d / C_q; \quad (5.1)$$

wobei $\epsilon \approx 8 \cdot \epsilon_0 = 8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$ (Dielektrizitätszahl)
 $d \approx 20 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$ (Ladungskonstante)

Die Angaben für ϵ und d beziehen sich auf die Richtung senkrecht zur Pixelfläche und entsprechen daher den in Tensorschreibweise mit 33-indizierten Größen ϵ_{33} bzw. d_{33} . Die angegebenen Werte (aus /44/) sind

nur als Anhaltspunkte gedacht, da die Materialparameter je nach Hersteller recht unterschiedlich ausfallen können. Die frequenzunabhängige Beziehung zwischen F und U_q gilt streng nur weit unterhalb der $\lambda/4$ -Resonanz des Wandlers, die bei der Frequenz

$$\omega_{\text{res}} = 2\pi \cdot \frac{c_E}{4d_E} ; \quad (5.2)$$

auftritt. Mit der Schallgeschwindigkeit in PVDF von $c_E \approx 2100$ m/s ergibt sich bei der hier verwendeten 25 μm dicken Folie eine Resonanzfrequenz von $\omega_{\text{res}} = 2\pi \cdot 21$ MHz. Da das Resonanzverhalten bei PVDF-Schallwandlern wegen der guten Impedanzanpassung an Wasser und wegen des relativ hohen Verlustwinkels δ ohnehin nur sehr schwach ausgeprägt ist, gilt Gl. 5.1 hier mit ausreichender Genauigkeit. Durch Einsetzen der angegebenen Werte erhält man eine Spannungs-Druck-Empfindlichkeit von

$$U_q/P = d_E \cdot d/\epsilon \approx 7,1 \mu\text{V}/\text{Pa}; \quad (5.3)$$

Bei üblichen PVDF-Schallwandlern sind beide Elektroden auf die Folienoberfläche aufgedampft. Dann entfällt die Ankoppelkapazität C_k , und sie kann im Ersatzschaltbild durch eine Verbindungsleitung ersetzt werden. Bei der UST-Kamera ist aber nur die gemeinsame Masseoberfläche durchgehend auf die Folienrückseite aufgedampft, während die N^2 Pixelelektroden lediglich mechanisch an die Folienußenseite angepreßt werden. Dies muß durch eine zusätzliche in Serie geschaltete Ankoppelkapazität C_k berücksichtigt werden. C_k kann durch Oberflächenrauigkeiten der angepreßten Pixelelektroden sehr kleine Werte annehmen ($<5\text{pF}$) und erneut beträchtliche Signalverluste bewirken. Gute Ergebnisse konnten erzielt werden, wenn vor dem Anpreßvorgang die Folienußenseite mit einer Flüssigkeit benetzt wurde, die eine gegenüber Luft hohe relative Dielektrizitätszahl ϵ_r aufweist (z.B. Öl). Dann werden sich die durch die Oberflächenrauigkeiten bedingten Zwischenräume zwischen Elektrode und PVDF-Folie mit dem flüssigen Dielektrikum ohne Lufteinschlüsse anfüllen, wodurch C_k einen entsprechend ϵ_r höheren Wert aufweist. Zusammen mit dem Ersatzschaltbild von Abb. 5-3 und der Beziehung $R_\delta = (\omega C_q \cdot \tan\delta)^{-1}$ ergibt sich für die in Gl. 3.4 angeführte Übertragungsfunktion des Leerlaufempfangsbetriebes $H_E(\omega)$ konkret:

$$H_E(\omega) = \frac{U(\omega)}{F(\omega)} = \frac{d}{C_q} \cdot \frac{1}{1 - j \tan\delta} ; \quad (5.4)$$

Mit den vorgegebenen Werten für X_E , d_E und ϵ resultiert für die Kapazität C_q der sehr kleine Wert von

$$C_q = \epsilon \cdot X_E^2 / d_E \approx 1,5 \text{ pF}; \quad (5.5)$$

Gl. 5.1 zeigt, daß die Quellspannung U_q mit kleiner werdender Kapazität C_q (also bei dickeren PVDF-Folien) ansteigt, andererseits verliert man bei gegebener elektrischer Last wegen der Zunahme der Quellimpedanz wieder an Signal. Bei der elektrischen Auslese solcher Quellen tauchen v.a. vier Probleme auf:

- *) der begrenzte verfügbare Platz,
- *) der hohe Innenwiderstand der Quelle,
- *) die geforderte Multiplexmöglichkeit,
- *) die hohe Zahl von $N^2 = 65536$ Elementen.

Das zuerst genannte Problem soll an Hand von Abb. 5-4 veranschaulicht werden:

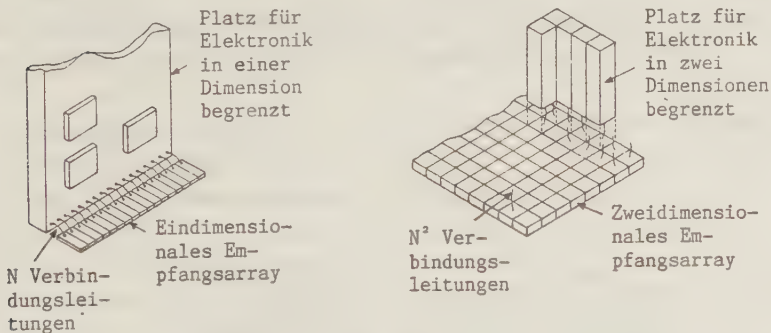


Abb. 5-4: Vergleich des für die Ausleseelektronik verfügbaren Platzes bei ein- und zweidimensionalen Schallwandlerarrays (nach /27/)

Während man also bei der Auslese eines eindimensionalen Arrays nur in einer Dimension beschränkt ist, muß bei der Auslese einer Matrix die gesamte Elektronik einer Elementarzelle im "Schatten" der Rasterfläche eines Matrixelements (hier nur $0,64 \text{ mm}^2$!) Platz haben. Allein aus diesem Grund scheidet der Einsatz von ladungsempfindlichen Verstärkern,

die wegen ihres großen Schaltungsaufwandes viel zu platzraubend wären, aus. Solche Verstärker können nämlich im Vergleich zu spannungsempfindlichen Verstärkern bei der Auslese von Quellen mit kleinen Quellskapazitäten vorteilhafter sein. Bei der Dimensionierung eines spannungsempfindlichen Verstärkers muß darauf geachtet werden, daß er eine sehr hohe Eingangsimpedanz aufweist, damit die Quelle so wenig wie möglich belastet wird. Darüberhinaus muß er auch multiplexbar sein, und zwar in der Weise, daß er im ausgeschalteten Zustand keine Verlustleistung verbraucht, da sonst die Wärmeentwicklung und der Stromfluß in den Zuleitungen bei der großen Anzahl von N^2 Verstärkern unzulässig hohe Werte annehmen würde. In Abb. 5-5 sind - ohne Anspruch auf Vollständigkeit - vier Möglichkeiten solcher multiplexbarer, "aufwandminimisierter" Ausleseverstärker gezeigt.

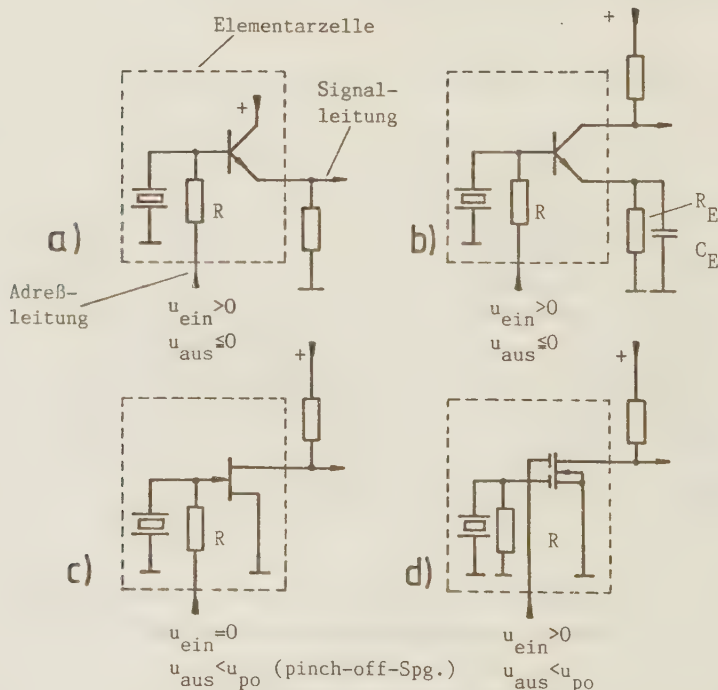


Abb. 5-5: Auslesemöglichkeiten mittels schaltbarer Verstärker, bestehend aus

- a) Bipolartransistor in Kollektorschaltung
- b) Bipolartransistor in Emitterschaltung
- c) Sperrschicht-FET in Source-Schaltung
- d) Dual-Gate-MOSFET in Source-Schaltung

Allen vier Schaltungen ist gemeinsam, daß im Ausschaltzustand der jeweilige Transistor stromlos ist, so daß es keine Wärmeabfuhr- und Stromaufnahme-probleme geben kann. In jedem der vier Fälle wird die Quelle außer durch den Transistor noch mit dem Widerstand R belastet. R sollte deshalb den je nach Schaltung größtmöglichen Wert aufweisen. Die Schaltungen a) und b) haben relativ schlechte elektrische Eigenschaften: Zwar ist bei a) der Eingangswiderstand recht hoch, die Spannungsverstärkung des Transistors mit nur ≤ 1 aber gering. Bei Schaltung b) liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt. Sie liefert jedoch insgesamt bessere Ergebnisse als Schaltung a). Das hier zur Gleichstrom-Arbeitspunktstabilisierung erforderliche R_E - C_E -Glied wird pro N gemultiplexer Transistoren nur einmal gebraucht und ist deshalb, wie alle anderen nur einmal benötigten Widerstände, nicht mit in die Elementarzelle gezeichnet. Der große Vorteil der beiden Schaltungen a) und b) liegt in den Kriterien Ausfallwahrscheinlichkeit und Preis (es muß ja immer alles an der Stückzahl $N^2 = 65536$ gemessen werden): Bipolar-Transistoren sind technologisch robust, nicht gegenüber statischer Aufladungen empfindlich und längst zur Billigstware geworden. Schaltung c) ermöglicht bereits bei einem sehr hohen Eingangswiderstand eine Spannungsverstärkung > 1 . Die Schaltung ist aber nur der Vollständigkeit halber mit aufgenommen, denn die konsequente Weiterentwicklung in Schaltung d) weist mit Abstand die besten elektrischen Eigenschaften auf:

- * klare Trennung von signalführenden Leitungen und Adreßleitung durch zweite Gate-Elektrode,
- * stromlose und damit leistungslose Adressierung
- * hohes statisches und dynamisches Ein-Ausschaltverhältnis, niedrige Restströme im Ausschaltzustand
- * MOSFETs sind mit sehr kleinen Eingangskapazitäten (< 2 pF) und praktisch unendlich hohen ohmschen Eingangswiderständen verfügbar
- * MOSFETs haben i.a. eine höhere Steilheit und damit eine höhere Verstärkung als Sperrschicht-FETs.

Als einzige Nachteile sind die Gefahr der Zerstörung durch statische Aufladung (trifft allerdings nicht mehr im eingebauten Zustand zu), die technologisch etwas schwierigere Handhabbarkeit (kleinere Bondpads am Transistorchip, dünnere Bonddrähte erforderlich) sowie der etwas höhere Preis zu nennen. Für die hier realisierten Auslesematrizen wurde durchweg die Schaltung von Abb. 5-5d verwendet. Eine entspre-

chende matrixartige Erweiterung zeigt Abb. 5-6:

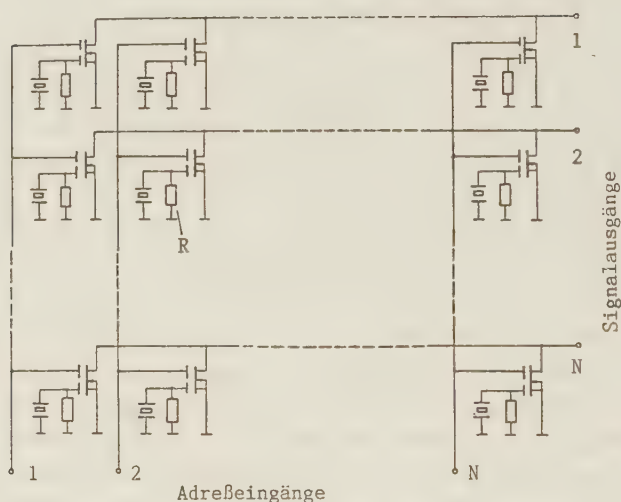


Abb. 5-6: $N \times N$ -Auslesematrix mit Dual-Gate-MOSFETs. Jede Elementarzelle besteht aus der Signalquelle (PVDF-Schallwandler), einem MOSFET und einem Gate-Ableitwiderstand R.

Zur Matrixauslese werden alle AdreBeingänge an negatives Potential (ca. -5 V) gelegt, mit Ausnahme des AdreBeingangs der gewünschten Spalte n, der positives Potential (ca. +5 V) erhält. Durch ringshiftartiges Durchtakten dieses positiven Pegels können somit immer alle N Elementarzellen der jeweils adressierten Spalte mit den N Signalausgangsleitungen simultan verbunden und ausgelesen werden. Es sei erwähnt, daß der Gate-Ableitwiderstand R unbedingt erforderlich ist, da die Signalquelle keinen Gleichstrompfad besitzt. Bei der großen Zahl von $N = 256$ darf nicht unberücksichtigt bleiben, daß pro Zeile einem eingeschalteten Transistor die parasitären Kapazitäten der restlichen 255 ausgeschalteten parallel liegen. Da eine induktive Kompensation aus Gründen der geforderten Breitbandigkeit ausscheidet, muß die an eine Signalausgangsleitung folgende Verstärkerstufe einen extrem niedrigen Eingangswiderstand aufweisen, damit der Strom nicht in die 255 parasitären Kapazitäten fließt. Eine geeignete Schaltung zeigt Abb. 5-7. Der gerade

adressierte MOSFET T_1 bildet zusammen mit T_2 einen breitbandigen Kaskodeverstärker (vgl./13/).

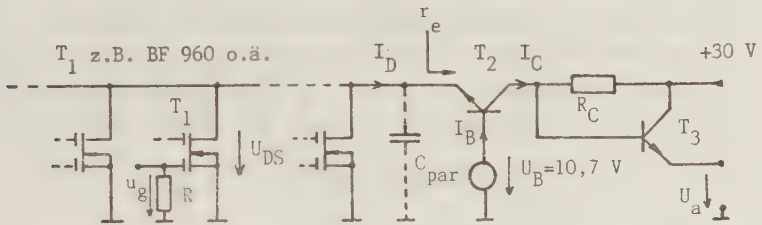


Abb. 5-7: Erweiterung einer aus N MOSFETs bestehenden Matrixzeile durch T_2 zu einem Breitband-Kaskodeverstärker. Durch die extrem niederohmige Eingangsimpedanz von T_2 wird verhindert, daß das Nutzsignal in die parasitären Kapazitäten (C_{par}) der N - 1 ausgeschalteten Elemente abfließt.

Die Drain-Source-Kapazität eines MOSFETs (z.B. der Type BF 960) liegt bei ca. 0,8 pF, so daß zusammen mit den restlichen Schaltkapazitäten für C_{par} ein Wert von ca. 300 pF anzusetzen ist. Mit $U_B = 10,7$ V verbleiben als Drain-Source-Spannung ca. 10 V, womit der Drainstrom I_D des gerade eingeschalteten MOSFETs exemplarbedingt in dem typischen Bereich von ca. 8 bis 15 mA liegt. Wegen $I_B \ll I_C$ gilt $I_C \approx I_D$, so daß für den Eingangswiderstand r_e des Transistors T_2 in Basisschaltung gilt (s./13/):

$$r_e \approx U_T / I_C \approx U_T / I_D \approx 3,3\Omega \quad (5.6)$$

wobei $U_T \approx 26$ mV (Temperaturspannung)

r_e ist somit im gesamten vorgesehenen Frequenzbereich immer sehr viel kleiner als die parasitäre Impedanz $|1/j\omega C_{par}|$. Dies hat weiterhin den enormen Vorteil, daß sich kapazitives Übersprechen der N-1 nicht eingeschalteten Elemente auf eine derart niederohmige Sammelleitung praktisch nicht mehr auswirken kann. Zur Ermittlung der Spannungsverstärkung zeigt Abb. 5-8 ein geeignetes Ersatzschaltbild. Transistor T_3 in seiner Funktion als Emitterfolger kann zur Bestimmung der Spannungsverstärkung $V = |U_a / U_q|$ unberücksichtigt bleiben. Ebenso ist mit den vorhergehenden

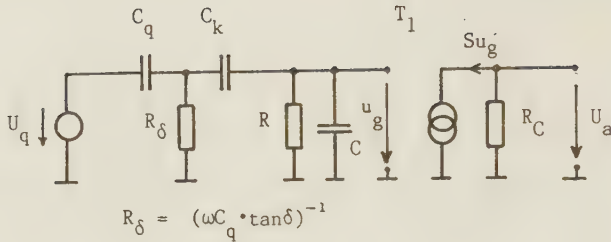


Abb. 5-8: Ersatzschaltbild der Schaltung von Abb. 5-7 zur Ermittlung der Spannungsverstärkung bei der Auslese eines PVDF-Schallwandlers

Ausführungen ersichtlich, daß C_{par} unwirksam wird und sich der Kleinsignal-Drainstrom i_d direkt in den Kollektorkreis von T_2 transformiert, so daß T_2 und C_{par} in Abb. 5-8 bereits weggelassen wurden. Die Auswertung des Netzwerkes ergibt:

$$V = \left| \frac{U_a}{U_q} \right| = \frac{(S \cdot R_C) \cdot \Omega}{\sqrt{[(1+c_2) + \Omega(1+c_1)\tan\delta]^2 + [\Omega(1+c_1+c_1c_2) - \tan\delta]^2}}; \quad (5.7)$$

wobei $c_1 = C/C_k \approx 1/3$; $C_q \approx 1,5 \text{ pF}$ Quellkapazität
 $c_2 = C_k/C_q \approx 4$; $C_k \approx 6 \text{ pF}$ Ankoppelkapazität
 $\Omega = \omega R C_k$; $C \approx 2 \text{ pF}$ Eingangs- und Schaltkapazität des MOSFETs

Eine obere Grenze für R_C ist durch die Belastung mit Transistor T_3 gegeben und liegt bei der geforderten Bandbreite bei ca. $1 \text{ k}\Omega$ (R_C kann noch geringfügig höher gewählt werden, wenn mit einer zusätzlichen Serieninduktivität der Verstärkungsabfall im oberen Frequenzbereich kompensiert wird). Der Transistor selbst verstärkt also etwa um den Faktor $1 \text{ k}\Omega \cdot 12 \text{ mS} = 12$. Somit beträgt die maximal mögliche Verstärkung ($\tan\delta \approx 0,25$, $R \rightarrow \infty$):

$$V_{\text{max}} = \frac{S R_C}{\sqrt{(1+c_1)^2 \tan^2 \delta + (1+c_1+c_1c_2)^2}} \approx 0,37 S R_C \approx 4,5; \quad (5.8)$$

In der Praxis kann R nicht beliebig hoch gewählt werden. Vor allem technologische Grenzen der Dünnschichttechnik erfordern Widerstandswerte unter ca. 200 k Ω , da sonst die Ausfallrate und der Platzbedarf zu groß werden würden. Der Einfluß von R ist an untenstehender Abbildung ersichtlich, in der $V/V_{\max}$ als Funktion von R bei der relativ niedrigen Frequenz von $\omega = 2\pi \cdot 2$ MHz dargestellt ist. (Bei höheren Frequenzen ist der Einfluß von R ohnehin geringer.) Man erkennt, daß der Verstärkungsverlust bereits für Widerstandswerte ≥ 100 k Ω vernachlässigbar ist.

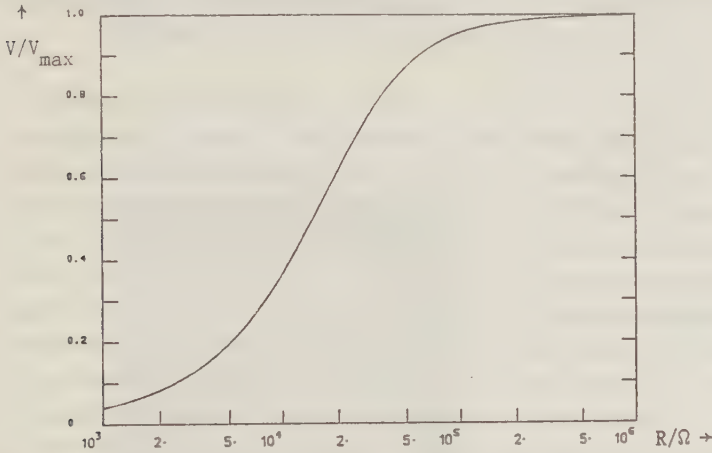


Abb. 5-9: Normierte Verstärkung als Funktion des Gate-1-Ableitwiderstandes R bei einer Frequenz von $\omega = 2\pi \cdot 2$ MHz

Bei der Konstruktion kompletter Auslesematrizen wurde in drei Schritten vorgegangen:

- 1) Aufbau einer kleinen Matrix ($N = 8$) mit örtlich getrennt angeordneter Ausleseelektronik für erste Vorversuche,
- 2) Aufbau eindimensionaler Empfangsarrays mit $N = 96$ bzw. 128 Elementen, die bereits die Ausleseelektronik mit enthalten und in Stapeltechnik zu einer Empfangsmatrix ergänzt werden können,
- 3) Aufbau eines kompletten zweidimensionalen Empfangsarrays auf einer Ebene (planare Struktur)

Beim Aufbau der 8×8 -Matrix wurden acht metallisierte Keramikplatten des gleichen Typs übereinandergestapelt, die vorher im Maskenätzverfahren eine passende Elektrodenstruktur erhielten (s. Abb. 5-10a). Bei dieser

Ausführungsform wurde die PVDF-Folie noch fest mit der Stirnseite des Plattenstapels verklebt (s. Abb. 5-10b). Die zugehörige Ausleseelektronik (pro Elementarzelle ein 100 k Ω Widerstand und ein Transistor BF 989 im Miniaturgehäuse) wurde diskret auf eine Platine gesetzt und mit 64 Drähten mit den rückseitigen Elektroden des Keramikplattenstapels verbunden (Abb. 5-10c). Es ist offensichtlich, daß bei einer solchen Leitungsführung zu den extrem hochohmigen Quellen erhebliches Übersprechen auftritt. Diese Auslesematrix war auch nur zum Test des Prinzips und zum Sammeln erster Erfahrungswerte gedacht. Man erkennt, daß für größere Matrizen eine solche Technologie indiskutabel ist.

Als nächster Schritt wurden die unter Punkt 2) genannten eindimensionalen, stapelbaren Empfangsarrays gebaut (Abb. 5-11a-e, /15/). Hierbei ist auf der durchgehenden Flachseite einer Keramikplatte der Gate-1-Abbleitwiderstand in Dünnschichttechnik realisiert (Dickschichttechnik scheidet wegen Rauschgründen aus) und der MOSFET in Chipform (ca. 0,4x0,4 mm², 0,2 mm dick) am unteren Plattenrand angeordnet. Um die Platten stapelbar zu machen, muß in diesem Bereich die Rückseite um ca. 0,4 mm ausgefräst sein, damit von der benachbarten Platte der Transistorchip samt den Bonddrähten Platz hat. Gemäß Abb. 5-6 sind bereits die Drainanschlüsse der Transistoren zusammengefaßt und seitlich als Signalausgang herausgeführt. Die Gate-2-Elektroden sind alle einzeln von unten her kontaktierbar. Eine Platte stellt also im Sinne von Abschn. 2.4 eine Matrixzeile dar. Werden mehrere Platten übereinander gestapelt, so müssen mit querverlaufenden Drähten alle Gate-2-Anschlüsse einer Spalte zusammengefaßt werden (s. Abb. 5-11b). Die erforderlichen N¹ Kontaktstellen können zwar im Tauchlötverfahren realisiert werden, ein Plattenstapel ist dann aber praktisch untrennbar miteinander verbunden. Die hier vorgestellte Stapeltechnik ist jedoch erst dann besonders effizient, wenn jede Platte für sich problemlos ausgewechselt werden kann, um bei Ausfall eines Matrixelementes eine Reparatur leicht durchführen zu können. In einer anderen Ausführungsform sind deshalb anstelle verlöteter Drähte gespannte Fäden aus Leitgummi vorgesehen, die von hintenher alle zusammen flächenhaft mit einem etwas härteren, nichtleitfähigen Schaumstoff in die halbkreisförmigen Gate-2-Kontakte gepreßt werden. Bei der Herstellung einer oben beschriebenen Platte tauchen eine Reihe schwerwiegender technologischer Probleme auf, die stichpunktartig aufgeführt seien:

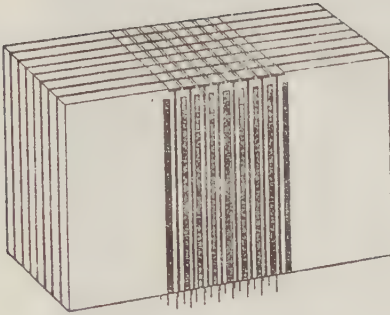


Abb. 5-10a:

Stapel aus acht metallisierten Keramikplatten mit der Pixel-Elektrodenstruktur an den Stirnflächen (8×8-Matrix)

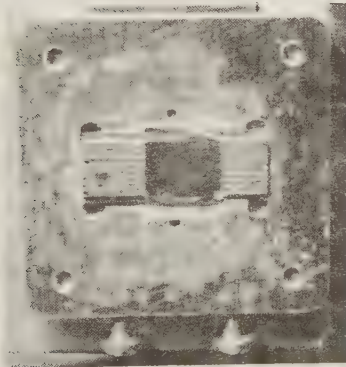


Abb. 5-10b:

Plattenstapel, in Aluhalterung zusammengepreßt und mit PVDF-Folie über den Stirnflächen

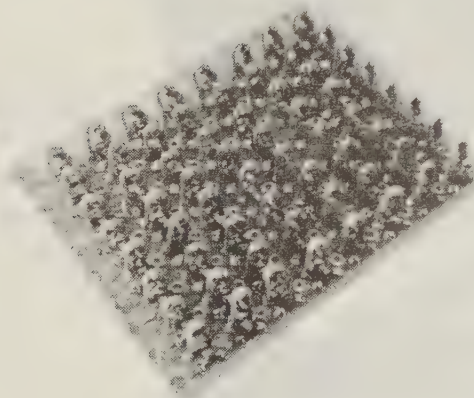


Abb. 5-10c:

Diskret aufgebaute Auslese-Elektronik für die 8×8-Matrix

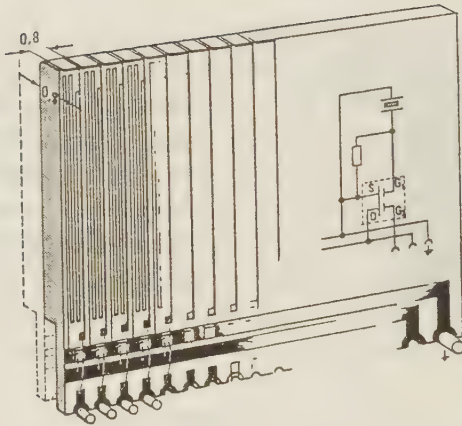


Abb. 5-11a:

Prinzip der Stapel-
technik: Jede Platte
enthält N Pixel-Elek-
troden an der Stirn-
fläche, N Ableitwider-
stände in Dünnschicht-
technik sowie N MOSFETs
mit zusammengefaßten
Drainelektroden

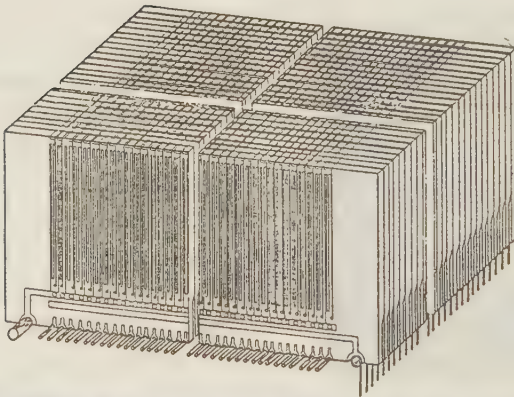


Abb. 5-11b:

Zur $N \times N$ -Matrix komplet-
tierter Stapel aus N Ke-
ramikplatten mit rück-
seitiger Verdrahtung
der Adreßleitungen.
Rechts unten: N Signal-
ausgangsleitungen

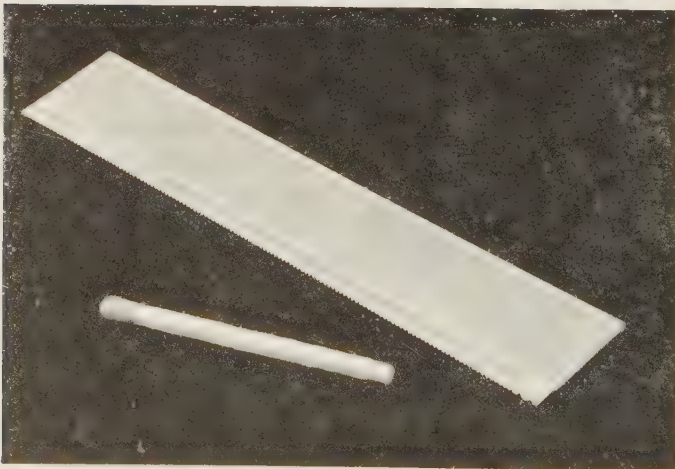
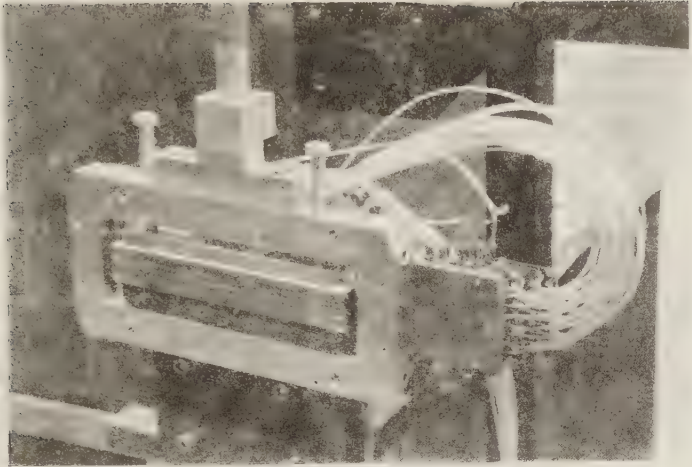


Abb. 5-11c:

Foto einer be-
stückten Keramik-
platte mit $N = 128$
Elementen im Grö-
ßenvergleich zu
einem Streichholz

d)



e)

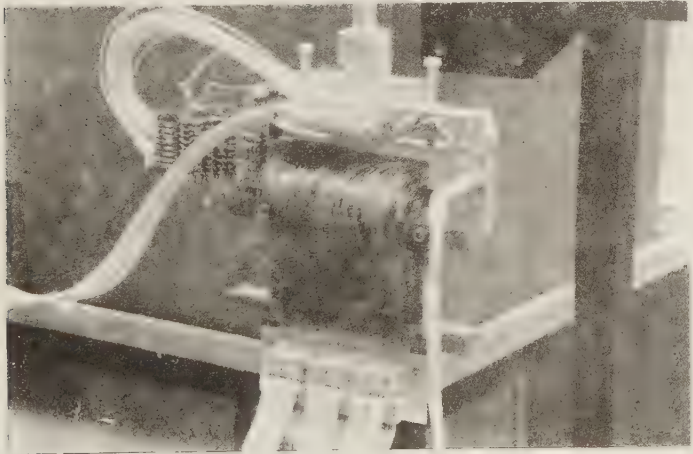


Abb. 5-11d,e: In Alu-Halterung zusammengepresster Stapel aus 20 Keramikplatten mit je $N = 96$ Elementen

- d) Vorderansicht: Pixel-Elektrodenstruktur an den Stirnflächen, rechts Platinen mit Elektronik für 20 Kaskadefolgestufen und Emitterfolger zur Impedanzwandlung
- e) Rückansicht: links 20 Signalausgangsleitungen, unten 96 Adreßleitungen, rechts Versorgungsspannungszufuhr. Bei dieser Ausführungsform ist jede Platte für sich mit 96 Adreßleitungen angeschlossen, um einen Austausch einzelner Platten zu ermöglichen.

- *) Das Ausfräsen des unteren Plattenrandes über die volle Länge einer Platte führt leicht zum Bruch derselben,
- *) die Längsabmessung einer Platte ist für die meisten Bedampfungs- bzw. Sputteranlagen zu groß,
- *) die Realisierung von N hochohmigen Dünnschichtwiderständen erfordert pro Widerstand eine mäanderartige Struktur mit ca. 5 - 10 Schleifen. Eine einzige Unterbrechung bei einem Widerstand führt zur Unbrauchbarkeit der gesamten Platte,
- *) die Gate-2-Kontaktierung sowie die Kontaktierung zur Pixelfläche auf der Stirnfläche muß über Eck, also über die Plattenkante erfolgen. Eine Unterbrechung der 2N Übereck-Kontakte macht die Platte unbrauchbar.

Darüber hinaus ist auch das Aufkleben und Bonden der N Transistorchips nicht ganz unproblematisch: Für den Bondvorgang muß die gesamte Platte auf über 250°C erhitzt werden. Irgendwelche innere Spannungen führen oft nachträglich zum Bruch. Die starke Wärmeabstrahlung einer großflächig erhitzten Platte erschwert wegen der flimmernden Luft beim Bondvorgang das Anvisieren der nur $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ großen Bondpads auf dem Chip. Da bei der großen Zahl N praktisch immer ein oder mehrere Chips nach dem ersten Bondvorgang nicht funktionstüchtig sind (fehlerhafte Kontaktierung, gerissener Bonddraht, elektrisch defekter Chip etc.) wurden die Platten vorab redundant bestückt (Abb. 5-12).

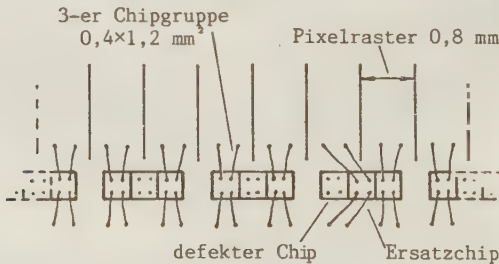


Abb. 5-12: Redundante Bestückung der Keramikplatten zur Reparatur bei Bond- oder Chipfehlern

Bei Ausfall eines Chips werden die Bonddrähte entfernt und der benachbarte mittlere Chip in einem zweiten Bondvorgang als Ersatz für den defekten verwendet. Nach Fertigstellung einer funktionstüchtigen Platte müssen alle Chips mit einem speziellen Abdecklack gegen Umwelteinflüsse geschützt werden.

Ein Nachteil der Stapeltechnik zeigt sich bei der Ankopplung eines kompletten Stapels an die PVDF-Folie: Die Stirnflächen mit den Pixelelektroden müssen von allen Platten exakt in einer Ebene liegen. Andernfalls wird die Koppelkapazität C_k von Platte zu Platte stark streuen und die einzelnen Matrixzeilen fallen unterschiedlich empfindlich aus. Ein weiterer Nachteil ist die hohe Zahl von N^2 Adreßkontakten auf der Stapelrückseite.

Für die unter Punkt 3) genannte Version einer flachen, komplett zweidimensional verdrahteten Struktur (vgl./34/) verbleibt pro Transistorchip und Ableitwiderstand nurmehr die Pixelfläche selbst. Dazu wird eine Integration des Widerstandes in den Transistorchip zwingend notwendig. Abb. 5-13 zeigt die hier vorliegenden Verhältnisse:

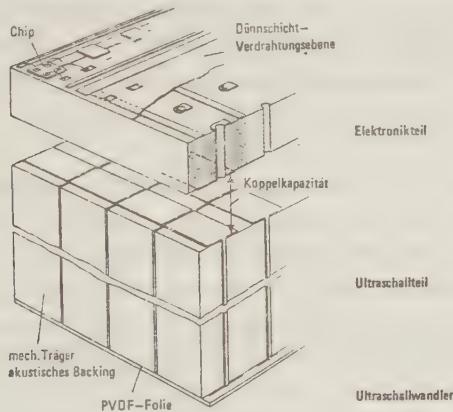


Abb. 5-13: Komplett zweidimensional verdrahtete Auslesematrix in planarer Struktur mit getrenntem Ultraschallteil

Ausgangspunkt ist eine Substratplatte aus ätzbarem Spezialglas, in die die N^2 Löcher für die Gate-1-Durchführungen geätzt werden. Anschließend werden in Maskentechnik die jeweiligen Leitungs- und Isolationsmuster für die sich überkreuzenden N Adreß- und N Signalleitungen sowie die N^2 Gate-1-Durchkontaktierungen hergestellt. Als letzter Arbeitsgang verbleibt das Aufbringen der N^2 Chips und deren Kontaktierung in Bondtechnik. Da die Substratplatte selbst relativ dünn ist, kann sie nicht direkt an die PVDF-Folienaußenseite angepreßt werden. Zum einen

ist die Bruchgefahr zu groß, zum anderen würde sie in ihrer Funktion als akustisches Backing starke Resonanzeffekte bewirken, da ihre Dicke im Bereich der Ultraschallwellenlänge liegt. Deshalb muß ein Keramikblock zwischen die PVDF-Folie und der eigentlichen Auslesematrix angeordnet werden (s. Abb. 5-13). Er wird ähnlich wie die 8×8 -Matrix durch Stapelung von N Keramikplatten hergestellt, die jede für sich N Leiterbahnen an einer Flachseite und N Elektrodenflächen an der Vorder- und Rückseite enthalten. Durch ein spezielles Fertigungsverfahren wird erreicht, daß alle N^2 Elektroden auf der Vorder- und Rückfläche des Plattenstapels völlig plan in einer Ebene verlaufen und somit keine Inhomogenitäten bei der akustischen bzw. elektrischen Ankopplung auftreten können. Die elektrische Ankopplung an die N^2 durchgeführten Gate-1-Elektroden der Auslesematrixplatte kann nun kapazitiv über ein geeignetes Dielektrikum (flüssig oder als Folie) oder galvanisch über eine spezielle Faser-Leitgummischicht erfolgen. Solche Leitgummischichten bestehen aus einem elastischen isolierenden Grundmaterial, in das in Dickenrichtung Gummifasern hoher Leitfähigkeit eingearbeitet sind und somit nur eine Verbindung zwischen gegenüberstehenden Elektroden herstellen.

Abschließend soll noch auf die Möglichkeiten bei der Synthese einer Matrix durch Submatrizen eingegangen werden. Dies ist deshalb von besonderem Interesse, weil man bei Systemen mit derart hohen Veredelungsleistungen immer bestrebt sein muß, kleinere austauschbare Untereinheiten zur einfacheren und billigeren Reparatur zu finden. Abb. 5-14 zeigt die Synthese am Beispiel einer $N^2 = 16^2$ -Matrix aus vier gleichgroßen Submatrizen der Ordnung $(N/2)^2$. Es zeigt sich, daß jede weitere Unterteilung zwangsläufig eine Verbindung der Adreß- und/oder Signalleitungen an den Schnittstellen der Submatrizen im Inneren der Gesamtmatrix zur Folge hätte. Da dies aus technologischen Gründen völlig unververtretbar ist, stellt die Viererstruktur bereits die kleinstmögliche Unterteilung dar. Wie in Abb. 5-14 zu erkennen ist, kann hier auf alle Adreß- und Signalleitungen vom Rand her zugegriffen werden. Da jede Submatrix für sich individuell beschaltbar ist, hat man sogar mehr Freiheitsgrade bei der Wahl des Auslesemodus: z.B. Auslese mit nur $N/2$ Kanälen und halber Auslesezeit $T_E/2$ oder Auslese mit $2N$ Kanälen bei doppelter Zeit $2T_E$. Der praktische Nutzen einer Viererunterteilung ist enorm: Bei der Annahme einer gleichen Ausfallwahrscheinlichkeit pro Matricelement werden bei der Herstellung von $(N/2)^2$ -Matrizen viermal mehr funktionstüchtige

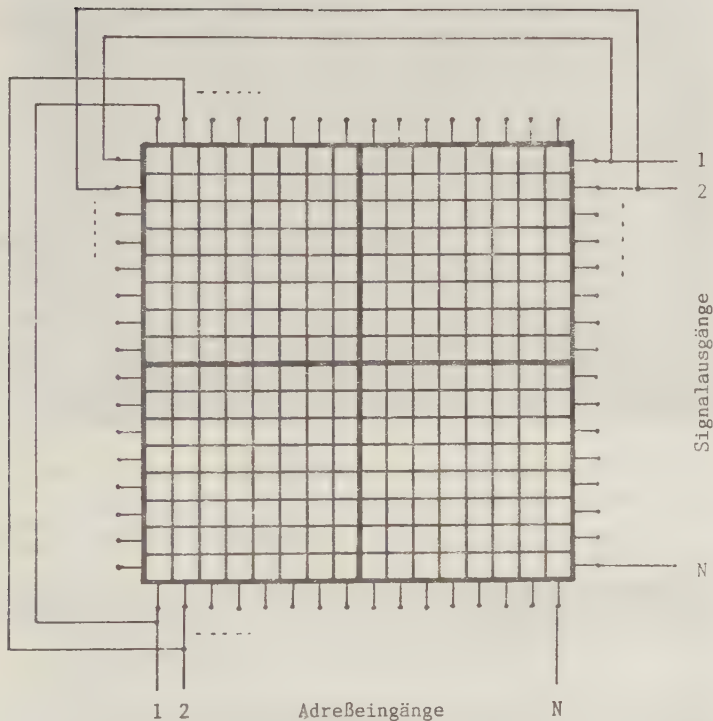


Abb. 5-14: Synthese einer $N^2 = 16^2$ -Matrix durch vier gleich große Submatrizen der Ordnung $(N/2)^2$

anfallen als bei der Herstellung von N^2 -Matrizen. Außerdem bedeutet eine defekte $(N/2)^2$ -Matrix viermal weniger Verlust (Arbeitsaufwand, Bauelemente usw.) als eine defekte N^2 -Matrix, so daß letztlich der Herstellungsprozeß um den Faktor 16 effektiver wird.

5.5 Signalverarbeitung und Peripherie

Abb. 5-15 zeigt ein Blockschaltbild der beim Bau der UST-Kamera realisierten Signalverarbeitungskomponenten.

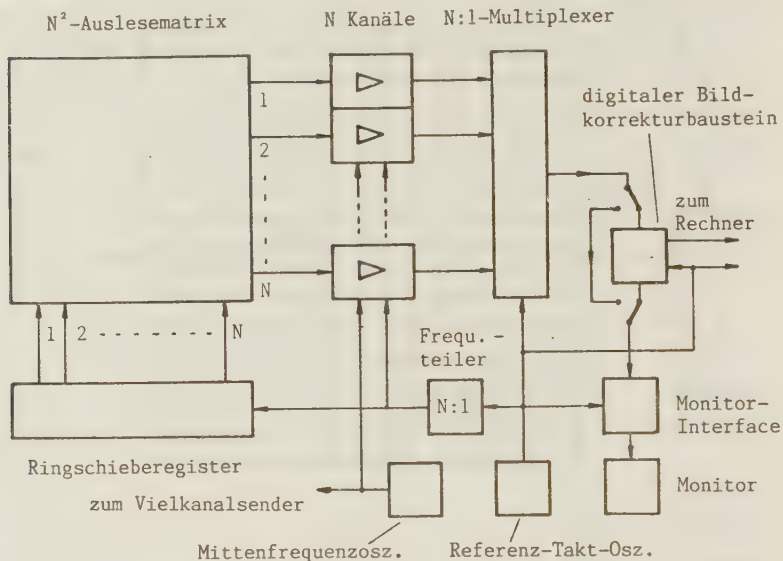


Abb. 5-15: Blockschaltbild der Signalverarbeitung bei der UST-Kamera

Alle zur Ablaufsteuerung nötigen Impulse, wie z.B. Takt für Ringschieberegister der Matrixadressierung, Integrator- und Abtast-Halte-Befehle für die N Kanäle, Takt für den $N:1$ -Multiplexer, X-Y-Ablenkspannungen für den Monitor, sind über einen gemeinsamen Referenztaktgenerator miteinander synchronisiert. Da die signalverarbeitenden Kanäle in hoher Stückzahl benötigt werden, wurde versucht, für möglichst viele Systemkomponenten integrierte Schaltkreise einzusetzen. Abb. 5-16 zeigt ein Foto einer bestückten Platine, die acht komplette Kanäle, bestehend aus aktivem Mischer, L-C-Tiefpaßfilter siebter Ordnung, Betragsbildner, Integrator und Abtast-Halte-Glied, enthält. Zwei solcher Platinen, also insgesamt 16 Kanäle, können in einem Einschub zusammengefaßt werden. In Abb. 5-17 sind die in Einschubtechnik aufgebauten Komponenten von Abb. 5-15 zu sehen. Zum Ausgleich unterschiedlicher Empfindlichkeiten innerhalb der Rasterpunkte eines Bildes ist ein Bildkorrekturbaustein

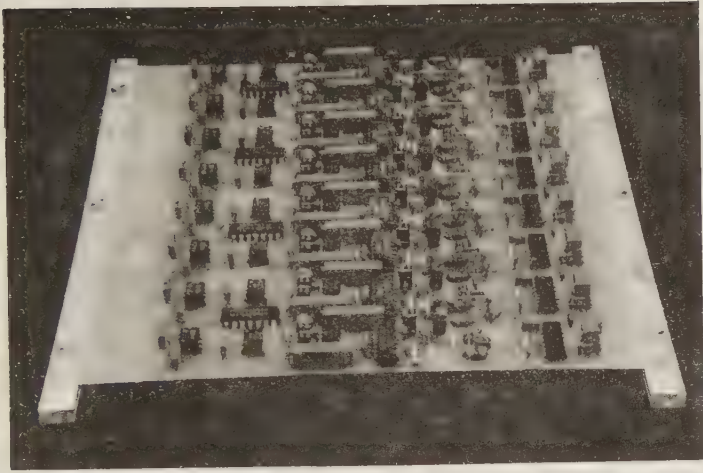


Abb. 5-16: Platine mit acht Kanälen, bestehend aus aktivem Mischer, L-C-Tiefpaßfilter siebter Ordnung, Betragsbildner, Integrator (Mittelwertbildner) und Abtast-Halte-Glied

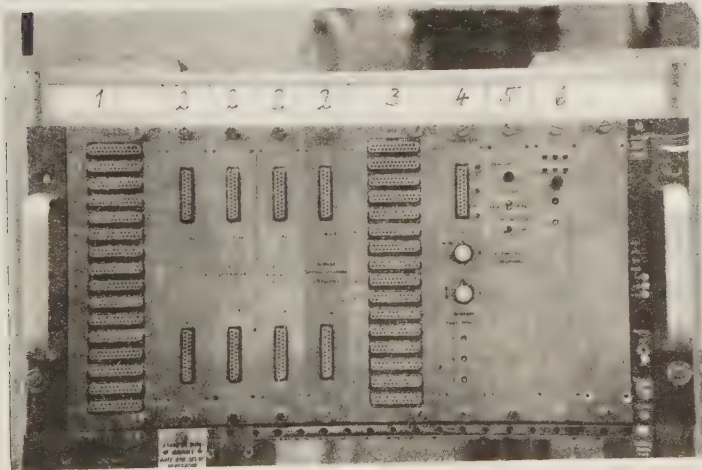


Abb. 5-17: Die in Einschubtechnik realisierten Komponenten des Blockschaltbildes von Abb. 5-15. V.l.n.r.: Ringschieberegister mit 256 Ausgängen (1), vier Einschübe mit je zwei Platinen von Abb. 5-16, d.h. 64 Kanäle (2), 256:1-Multiplexer (3), Monitor-Interface (4), digitaler Bildkorrekturbaustein (5) sowie Einschub mit Ablaufsteuerung (6)

vorgesehen. Unterschiedliche Empfindlichkeiten innerhalb 256^2 abgetasteter Bildpunkte werden sich in der Praxis nie vermeiden lassen. Sie werden verursacht durch Inhomogenitäten innerhalb des beschallten Objektfeldes, unterschiedliche Ankopplung der Pixel an die PVDF-Folie, Streuung der MOSFET-Kleinsignalparameter usw. Ein Blockschaltbild des Bildkorrekturbausteins ist in Abb. 5-18 zu sehen. In einem ersten Schritt wird ein sog. Leerbild (ohne Objekt) in digitaler Form in einem $64\text{K} \times 8\text{bit}$ RAM abgespeichert. Anschließend wird der Videosignalpegel jedes aktuell übertragenen Bildpunktes durch seinen eigenen Leerbildwert dividiert. Ein objektloses Bild erscheint dann - wie bei völliger Homogenität - als einheitlich helle Fläche am Bildschirm. Das erforderliche digitale Dividierwerk wurde mittels eines $64\text{K} \times 8\text{bit}$ PROMs als "look-up-table" realisiert. Dabei wurde das PROM so programmiert, daß im Fall "Zähler größer als Nenner" das Divisionsergebnis auf eins (analog gesehen) begrenzt bleibt, so daß zu dessen digitaler Darstellung die gleiche Bitzahl wie bei den Eingangsgrößen Zähler und Nenner (nämlich 8) ausreicht. Normalerweise tritt der oben erwähnte Fall ohnehin nicht auf, da ein eingebrachtes biologisches Objekt stets dämpfend wirkt und insgesamt niedrigere Videospannungspegel hervorrufen wird.

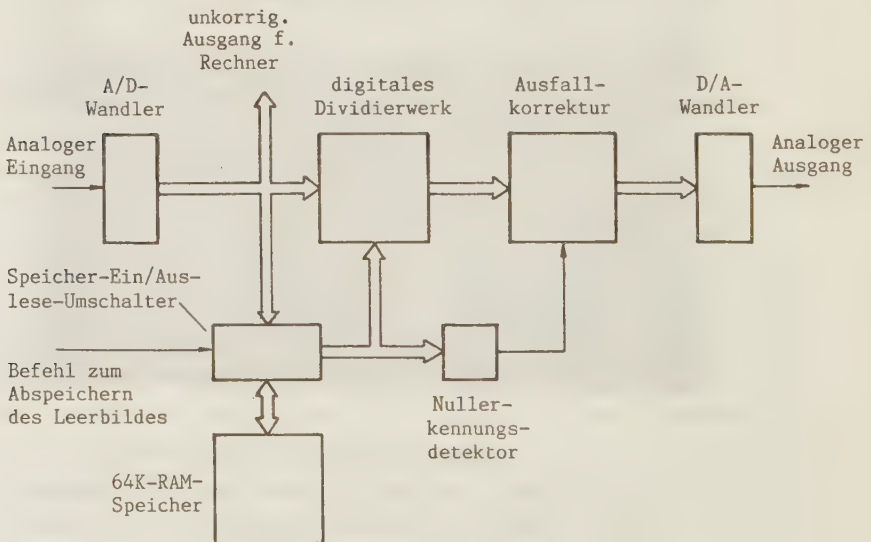


Abb. 5-18: Blockschaltbild des Bildkorrekturbausteins. In der hier realisierten Version haben alle Komponenten 8 Bit.

Beim Bau größerer Auslesematrizen wird sich nie vermeiden lassen, daß ein oder mehrere Matrixelemente völlig ausfallen. Ein davon herrührendes Muster feststehender schwarzer Bildpunkte wirkt sich gerade bei der Darstellung bewegter Bilder sehr störend aus. Noch gravierender treten solche Ausfallelemente bei Anwendung der Divisionskorrektur in Erscheinung, da dann als Folge der Division durch Null ein entsprechendes fixes Muster sehr heller Bildpunkte am Monitor erscheinen wird. Deshalb wurde in die Bildkorrekturbaugruppe zusätzlich eine Komponente zur Korrektur der Bildpunkte ausgefallener Elemente mit aufgenommen. Das vom RAM-Speicher mit der Bildwechselperiode T_B zyklisch ausgelesene Leerbild wird dabei mit einem Nullerkennungsdetektor, dessen untere Schwelle einstellbar ist, auf ausgefallene Rasterpunkte hin analysiert. Die Ausfallkorrekturbaugruppe gibt nur dann das entsprechende Divisionsergebnis an den ausgangsseitigen D/A-Wandler frei, solange der Nenner nicht als Null erkannt wurde. Andernfalls wird der digital gebildete Mittelwert der beiden nicht als Ausfallpunkte erkannten Nachbarbildpunkte weitergegeben. Eine derartige Korrektur ist auch dann noch möglich, wenn mehr als ein defektes Pixel nebeneinander liegen.

6 Messungen und Bilder

6.1 Messungen an der Elektronik

Eine erste zu untersuchende Kenngröße war die Streuung der Matrixelemente untereinander. Die dazu nötigen Messungen wurden an fertig bestückten Keramikplatten (s. Abb. 5-11c) mit je 128 Elementen vorgenommen.

Als statische elektrische Kenngröße interessierte der Drainstrom der MOSFETs. Dazu wurden die 128 MOSFETs zyklisch durchgetaktet und der Strom in der gemeinsamen Signalausgangsleitung, der ja dem Drainstrom des jeweils eingeschalteten Transistors entspricht, gemessen. Abb. 6-1a zeigt ein typisches Oszillogramm dieses Stromverlaufs. Man erkennt, daß die Drainströme aller jeweils aktivierten MOSFETs sehr nahe im Bereich um 12 mA liegen. Die gute Drainstromhomogenität ist nicht zuletzt eine Folge davon, daß bei der Bestückung der Keramikplatten grundsätzlich nur Transistoren von einem Wafer genommen wurden, wobei vorzugsweise auch das Gebiet auf dem Wafer eingegrenzt wurde.

Die Streuung der dynamischen Kenngrößen fällt i.a. noch geringer aus als die der statischen, so daß für die hier interessierende dynamische Vorwärtsteilheit (Verstärkung) noch bessere Ergebnisse zu erwarten sind. Um einen Überblick in Form eines Oszillogrammes geben zu können, wurde zu diesem Zweck in Querrichtung über den Pixelelektroden eine drahtförmige Sonde gespannt, in die ein 2 MHz Signal eingespeist wurde. Abb. 6-1b zeigt die zugehörigen Amplitudenwerte in der gemeinsamen Signalausgangsleitung. Man erkennt deutlich den symmetrischen und in sich sehr homogenen Signlrückgang, bedingt durch die zunehmenden Abstände zwischen Sonde und Pixelflächen.

Um auch den Einfluß der Schallparameter mit zu erfassen, wurde eine Platte an das PVDF-Folienfenster des Wasserbeckens (vgl. Abb.2-4) angepreßt und die laterale Schalldruckverteilung eines in Fernfelddistanz angeordneten kreisförmigen PZT-Schallkopfes gemessen. In Abb. 6-1c sind dessen Hauptkeule sowie die ersten beiden Nebenkeulen klar erkennbar. Es sei darauf hingewiesen, daß zu diesem Versuch eine Ausschußplatte genommen wurde, die einige defekte Chips enthielt und deshalb an diesen Stellen im Bild überhaupt kein Signal erscheint. Dennoch zeigt die resultierende Hüllkurve, in die auch die Schallkenngrößen mit eingehen, eine gute Homogenität der Elemente untereinander.

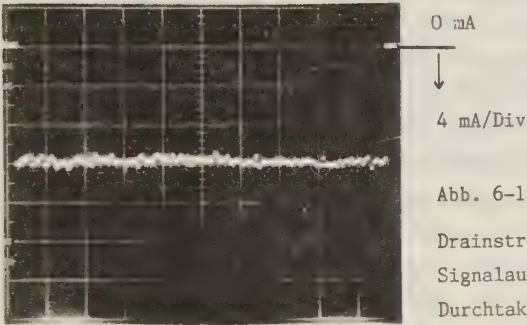


Abb. 6-1a:

Drainstrom in der gemeinsamen Signalausgangsleitung bei Durchtaktung von 128 MOSFETs einer Keramikplatte von Abb. 5-11c

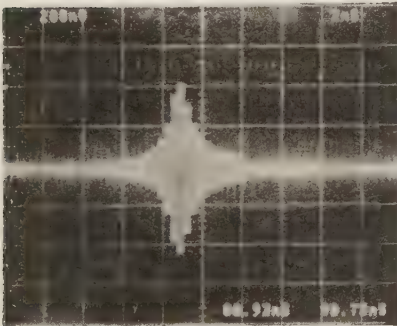


Abb. 6-1b:

dto., jedoch Meßgröße hochfrequentes Ausgangssignal bei loser Einkopplung eines 2 MHz Signales über Luft

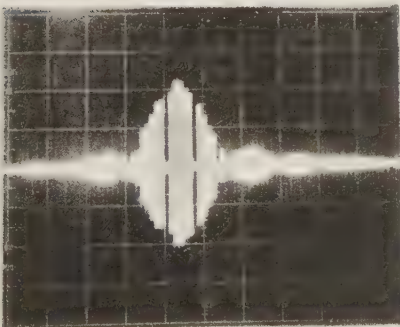
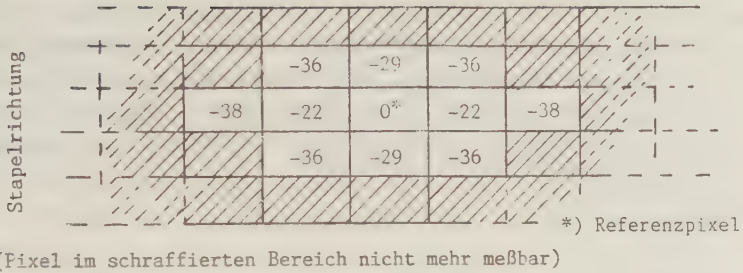


Abb. 6-1c:

Laterale Fernfeld-Schall-druckverteilung eines kreisf. Kolbenschwingers, gemessen mit dem eindim. Empfangs-array von Abb. 5-11c. Sonst wie unter Abb. 6-1b

Die drei Oszillogramme von Abb. 6-1a-c lassen streng genommen nur Rückschlüsse auf die Homogenität innerhalb einer Matrixzeile zu (hier eine Platte mit $N = 128$ Elementen). Sie stehen aber repräsentativ für die restlichen Platten. Das bedeutet, daß auch innerhalb der gesamten Matrix die hier analysierten Kennwerte sehr homogen ausfallen. Was letztlich bei der Stapeltechnik doch zu größeren Inhomogenitäten führt, kann auch nur im Verbund eines kompletten Stapels ermittelt werden: Es ist dies hauptsächlich durch Unterschiede in der mechanischen Justage von Platte zu Platte bedingt, d.h. eine innerhalb des Stapelverbundes etwas nach hinten verschobene Platte (hier genügen bereits μm -Distanzen) weist auf Grund der damit verbundenen schwächeren kapazitiven Ankopplung an die PVDF-Quelle insgesamt niedrigere Empfindlichkeitswerte auf.

Ein weiterer wesentlicher Punkt ist das Übersprechverhalten. Wie in Abschn. 5.4 gezeigt wurde, ist die Sammelleitung der zusammengefaßten Drainanschlüsse durch den niedrigen Eingangswiderstand des nachfolgenden Transistors ($\leq 3,3 \Omega$) so niederohmig gehalten, daß ein Übersprechen durch die Gate-1-Drain-Kapazität (typ. $0,025 \text{ pF}$) der ausgeschalteten MOSFETs praktisch ausgeschlossen ist. Stattdessen erfolgt das Übersprechen bereits an den Signalquellen selbst: Bedingt durch die zwangsläufig enge Aneinanderreihung der Pixelflächen werden immer die benachbarten Pixelelektroden auf die des gerade aktivierten Transistors kapazitiv einstreuen. Dieses vorab gegebene Überkoppeln wird sich auch nicht durch entsprechende Dimensionierung auf der elektrischen Seite vermeiden lassen. Es wirkt sich v.a. wegen der hohen Quellimpedanzen der PVDF-Pixel spürbar aus. Exakte Messungen sind auf Grund der kleinen räumlichen Struktur schlecht durchführbar: Jede zu Meßzwecken beabsichtigte Einspeisung über ein Kabel an eine der ca. $(0,8 \text{ mm})^2$ großen Pixelelektroden verfälscht die in der Realität vorherrschenden kapazitiven Verhältnisse. Darüber hinaus müßte die Einspeisung im an die PVDF-Folie angekoppelten Zustand erfolgen. Dennoch wurden zur Abschätzung an dem in Abb. 5-11d gezeigten Stapel übereinandergeschichteter Matrixzeilen derartige Übersprechmessungen vorgenommen. Dazu wurde ein 2 MHz -Signal in eine Pixelelektrode (Referenzpixel) eingespeist und nach der Multiplexung die zugehörigen Signale dieses und der benachbarten Pixel abgefragt. Die Ergebnisse zeigt Tab. 6-1. Wie zu erwarten ist das Übersprechen zu den unmittelbaren Nachbarn innerhalb der gleichen Platte am stärksten, während die Übersprechwerte von Platte zu Platte oder über Eck günstiger ausfallen. Es darf nicht vergessen werden, daß der



Tab. 6-1: Überkoppelmeßwerte innerhalb eines Plattenstapels (in dB)

100 k Ω -Ableitwiderstand mit seiner großflächigen Mäanderstruktur ebenfalls zur kapazitiven Überkopplung mit beiträgt. Auch dieser Aspekt spricht für eine Integration des Widerstandes in den Transistorchip selbst, zumal er dann ohne technologische Probleme ausreichend hochohmig dimensioniert werden kann (Ionen-Implanations-Technologie).

Zur Bestimmung der Empfindlichkeit wurde das Rauschen am Ausgang der Schaltung von Abb. 5-7 gemessen. Da diese Komponente am Anfang der Systemkette sitzt, ist deren Rauschverhalten für das Gesamtsystem maßgebend. Innerhalb dieser Schaltung wirkt sich aber nicht - wie man zunächst vermutet - das Rauschen des ersten Transistors, nämlich des in der Auslesematrix befindlichen gerade aktivierten MOSFETs am stärksten aus. Vielmehr wird das Rauschverhalten größtenteils von Transistor T_2 bestimmt, da wegen des extrem niederohmigen Drainabschlusses die Spannungsverstärkung erst in der zweiten Stufe entsteht. Dies hat den Vorteil, daß bei einer Rauschoptimierung weniger die N^3 Transistoren der Auslesematrix berücksichtigt werden müssen, sondern vielmehr die nur N bipolaren Transistoren T_2 , die bereits außerhalb der Matrix und somit ohne Raumbeschränkung beliebig dimensionierbar sind. Mit der rauscharmen Type BCF 33 für T_2 wurde im Frequenzbereich von 1,5 bis 2,5 MHz ausgangsseitig eine spektrale Rauschspannungsdichte von 102 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen, was bei der vorgesehenen 1 MHz-Bandbreite eine Rauschspannung von 102 μV_{eff} ergibt. Laut Gl. 5.8 muß dann die (sinusförmige) Quellspannung U_q die Amplitude $\hat{u}_q = \sqrt{2} \cdot 102 \mu\text{V} / 4,5 \approx 32 \mu\text{V}$ aufweisen, um ein S/N-Verhältnis von eins zu bewirken. Dem entspricht nach Gl. 5.3 eine Schalldruckamplitude von $\hat{p} = 4,5 \text{ Pa}$, d.h. eine Schalleistungsdichte

von $J = \hat{p}^2/2Z \approx 6,8 \cdot 10^{-10} \text{ W/cm}^2$, was auf die Pixelfläche umgerechnet eine Schalleistung von 3,6 pW ergibt. Dieser Empfindlichkeitswert konnte auch meßtechnisch mittels eines geeichten Hydrophones bestätigt werden /44/. Durch die Integrationszeit $T_E \approx 150 \text{ } \mu\text{s}$ resultiert nach der Signalverarbeitung gemäß Abb. 3-18 ein S/N-Gewinn von ca. 22dB, so daß letztlich eine Schalleistungsdichte von $4,3 \text{ pW/cm}^2$ für ein S/N-Verhältnis von eins genügt.

6.2 Messungen an der Linse

Zum praktischen Nachweis der Auflösungsgrenze wurde die in Gl. 3.90 (Abb. 3-13a) angegebene Funktion $|c(r_E; \omega)|$ meßtechnisch überprüft, welche die Aufweitung der objektseitigen δ_o -Funktion durch die begrenzte Linsenapertur sowie die endliche Empfangsschallwandlerapertur berücksichtigt. Die zur Annäherung der δ_o -Funktion verwendete Lochblende hatte einen Radius von $R_S = 0,4$ mm, so daß bei den hier gewählten Meßfrequenzen von 2 und 2,5 MHz die Gl. 3.89 gut erfüllt war. Zur bildseitigen Messung der Schalldruckverteilung diente ein eigens dazu konstruiertes Hydrophon, welches einen PVDF-Schallwandler enthält, der die gleiche Apertur wie ein Matrixpixel aufweist, um repräsentativ für ein solches zu stehen. Zur Vermeidung reflexions- oder anderweitig bedingter Meßfehler wurde die Lochblende mit Burst-Signalen beschallt, die empfangsseitig, unter Berücksichtigung der Laufzeit, durch ein Zeitfenster selektiert wurden. Da auf Grund der kleinen Lochblendenfläche ($\approx 0,5$ mm²) die zu messenden Amplituden äußerst gering ausfallen, wurde bei jeder Messung über 100 Bursts integriert. Abb. 6-2a zeigt eine auf diese Weise gemessene Punktbildfunktion der in Abb. 3-10 spezifizierten Linse bei einer Frequenz von 2 MHz im Vergleich zu dem nach Gl. 3.90 ermittelten theoretischen Funktionsverlauf. Man erkennt eine relativ gute Übereinstimmung beider Kurven im Bereich der Hauptkeule, allerdings auch deutliche Abweichungen im Bereich der Nebenkeulen. Abb. 6-2b zeigt die selbe Messung bei der Frequenz 2,5 MHz. Die Hauptkeule fällt erwartungsgemäß geringfügig schlanker aus, die Nebenkeulen weisen stattdessen einen wiederum völlig anderen Verlauf auf. Als drittes Beispiel sei Abb. 6-3a genannt, bei der eine andere Linse (vgl. Abschn. 5.3) mit Radius $R_L = 89$ mm und Brennweite $F = 180$ mm bei 2 MHz vermessen wurde, wobei der Quotient R_L/F hier etwas kleiner ist als bei der zuerst vermessenen Linse. Dementsprechend fällt in diesem Fall die Hauptkeule etwas breiter als bei Abb. 6-2a aus. Die Nullstellen zeigen sich diesmal im Nebenkeulenbereich gut ausgeprägt, wenngleich auch ihre Lage von den theoretischen Werten abweicht. Beim Übergang zu anderen Meßfrequenzen traten aber wieder völlig andere Kurvenverläufe im Nebenkeulenbereich auf. Die starke Frequenzabhängigkeit dieses Phänomens läßt darauf schließen, daß vermutlich winkelabhängige Mehrfachreflexionen bedingt durch den zweimaligen Impedanzsprung an den Linsenoberflächen dafür verantwortlich sind, so daß je nach gewählter Frequenz phasenunterschiedliche Überlagerungen zustande kommen. Da die Amplitude des durch

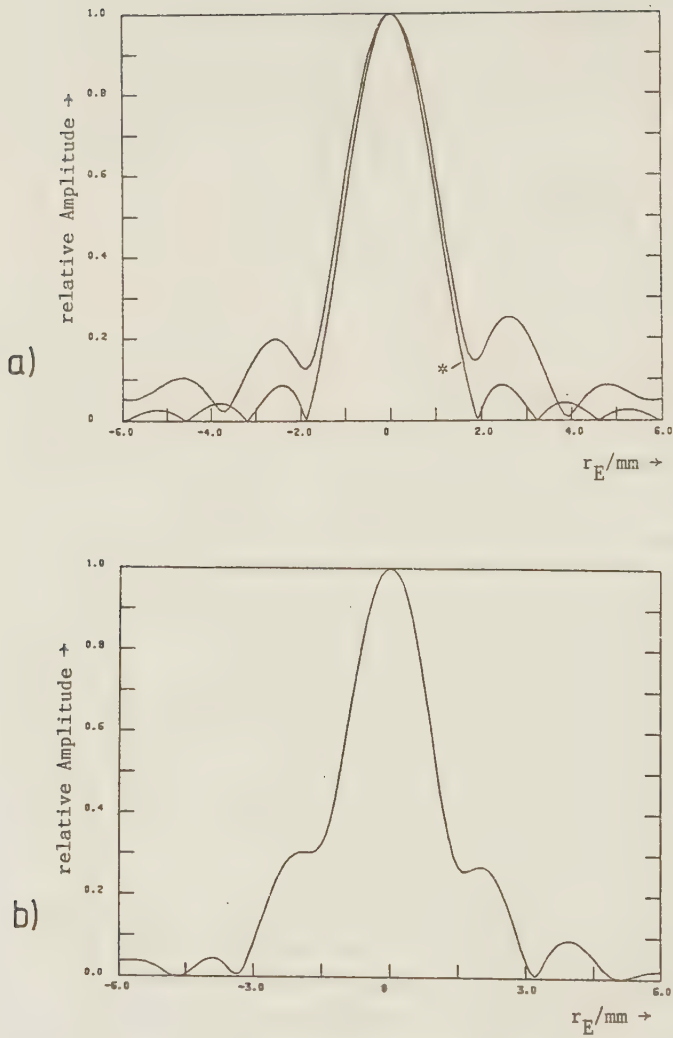


Abb. 6-2: Gemessene Punktbildfunktion der in Abb. 3-10 spezifizierten Linse bei einer Schallfrequenz von

- a) 2 MHz (als Vergleich gerechnete Kurve *),
- b) 2,5 MHz

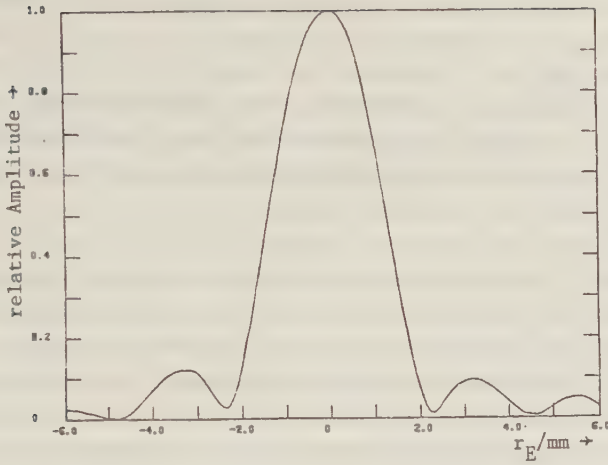


Abb. 6-3a: Wie Abb. 6-2a, jedoch andere Linse: $R_L = 89$ mm, $F = 180$ mm

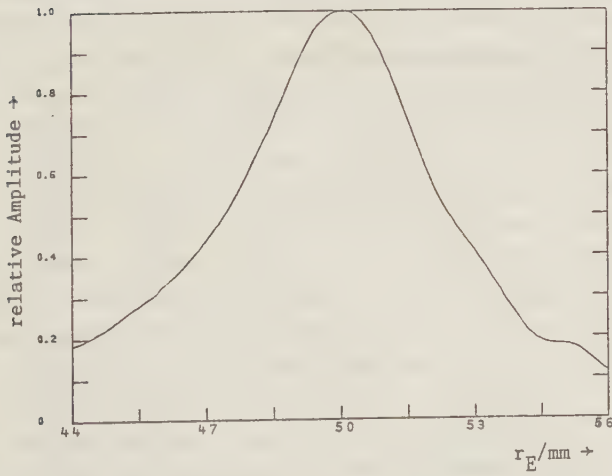


Abb. 6-3b: Wie Abb. 6-2b, jedoch Lochblende 50 mm außerhalb der optischen Achse

Mehrfachreflektion bedingten Überlagerungsanteils klein im Vergleich zur Amplitude der durchgehenden Originalwelle ist, wird sich ein Effekt nur dort zeigen, wo die Amplitude der Originalwelle klein ist, also im Bereich der Nebenkeulen. Eine Verfälschung der Messungen durch Reflexionen an den Wandungen des Wassertanks ist wegen der Burst-Zeitfenster-Meßmethode ausgeschlossen, da solche Wellenpakete alle verspätet, also zeitlich hinter dem Zeitfenster eintreffen würden.

Um den Effekt der Bildfeldwölbung nachzuweisen, wurde die Lochblende 50 mm außerhalb der optischen Achse, aber in gleichem Längsabstand zur Linse angeordnet. Abb. 6-3b zeigt die bei 2,5 MHz ermittelte Meßkurve, die eine deutliche Verbreiterung gegenüber Abb. 6-2b aufweist. Die Verbreiterung wird jedoch wieder rückläufig, wenn zugleich die Lochblende einige Millimeter näher zur Linse hin positioniert wird. (Entsprechend der Theorie: "Abbildung einer objektseitigen Kugelschale in eine Bildebene".)

Eine letzte Messung sei in Abb. 6-4 wiedergegeben, bei der Lochblende und Hydrophon wieder auf der optischen Achse angeordnet wurden, wobei diesmal das Hydrophon zur Bestimmung des Tiefenschärfebereiches in z-Richtung, also längs der optischen Achse, verschoben wurde. Es zeigt sich in guter Übereinstimmung zu Gl. 3.67 ein Tiefenschärfebereich von $2z_T \approx 12 \text{ mm}$ (10% Amplitudenabfall).

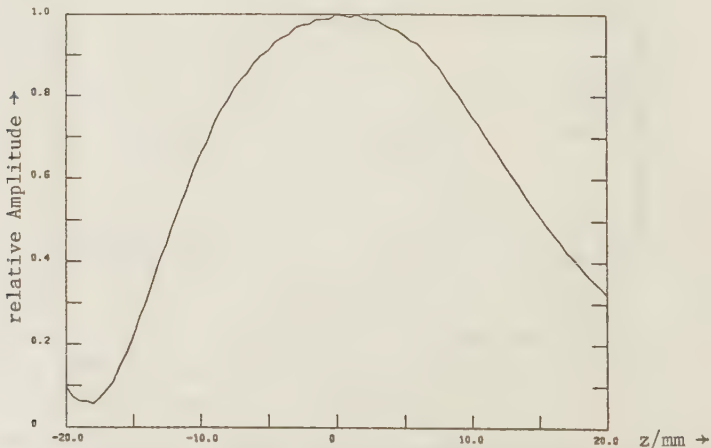


Abb. 6-4: Entlang der optischen Achse gemessenes Punktbild der in Abb. 3-10 spezif. Linse zur Bestimmung des Tiefenschärfebereiches (Schallfrequenz: 2 MHz)

6.3 Streukörpermessungen

Bei diesen Messungen wurden grundsätzlich nur zylindrische Streukörper verwendet, da hier im Gegensatz zu kugelförmigen Streukörpern die Justage nur in einer Dimension erforderlich ist, wodurch vorab Meßfehler verringert werden. Da bei der Abbildung durch die Linse v.a. die Vorwärtsstreuung interessiert, wurde nicht wie in anderen Arbeiten (z.B. /20/) das Streufeld alleine gemessen. Dazu wäre Burstbetrieb und lauffzeitbedingte Trennung vom Feld der einfallenden ebenen Welle notwendig, was aber gerade im Bereich der Vorwärtsstreuung nicht möglich ist und somit keine separate Messung des Streufeldes zuläßt. Stattdessen wurden zum experimentellen Nachweis der in Abschn. 4.3 angeführten Beziehungen beide Felder zusammen, also das der ebenen und der gestreuten Welle, gemessen. Ausgehend von einer Anordnung von Abb. 4-2 wurde dazu im Abstand $z = d$ hinter dem Streukörper ein in y-Richtung verschiebbares Hydrophon angeordnet. Bei der Wahl von d wurde stets darauf geachtet, daß die Fernfeldbedingungen erfüllt waren. Als theoretischer Vergleich diente Gl. 4.26, wobei die Größen r und θ durch d und dem jeweiligen y-Wert gegeben sind und in der Rechnung der durch die endliche Apertur des Hydrophons bedingte Faltungseinfluß mit berücksichtigt wurde. Zur Bestimmung der Koeffizienten A_m wurde Gl. 4.21 herangezogen. In den folgenden vier Abbildungen sind die zu den jeweils angegebenen Streuobjekten und Abständen d gehörenden, meßtechnisch und rechnerisch ermittelten Kurven zu sehen, wobei als Meßgröße der Betrag der Schalldruckamplitude diente. Zur Normierung wurde der Amplitudenbetrag der einfallenden ebenen Welle herangezogen, zu deren Messung der Streukörper entfernt wurde. Es zeigt sich, daß die größten Abweichungen gegenüber der Theorie in der Umgebung direkt hinter dem Streukörper sowie am Rand des Meßbereiches auftreten. Dies rührt wohl im ersten Fall daher, daß sich zwischen Streukörper und Hydrophon stehende Wellen ausbilden konnten, während im zweiten Fall die einfallende Welle am Meßbereichsrand bereits keine exakt ebenen Eigenschaften mehr aufwies.

In einem nächsten Schritt wurden die von den Streukörpern mittels Linse erzeugten Bildfelder vermessen. Die Versuchsvorrichtung wurde dabei nach Abb. 4-4 aufgebaut, wobei wieder die Linse mit den in Abb. 3-10 angegebenen Daten Verwendung fand. Im Gegensatz zu den vorhergehenden Messungen, bei denen in z-Richtung lediglich der Abstand d (max. 3 cm) zwischen Streukörper und Hydrophon eingehalten werden muß, ist hier auf

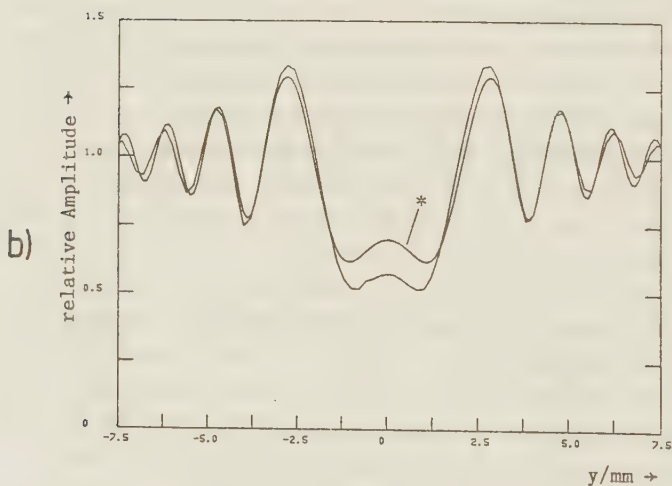
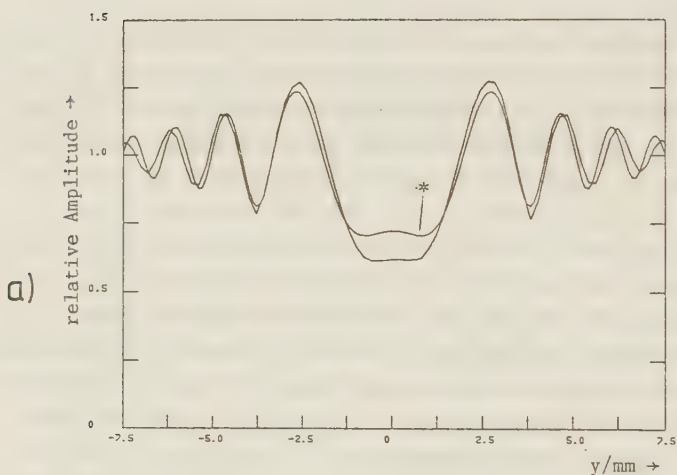


Abb. 6-5: Gemessene und gerechnete (*) Schalldruckverteilung des Gesamtfeldes (Streufeld und Feld der ebenen Welle) in y-Richtung im Abstand $z = d$ hinter einem zylindrischen Streukörper (Versuchsanordnung s. Abb 4-2, Schallfrequenz 2,3 MHz)

a) Nylonzylinder mit Radius $a = 0,35$ mm, Abstand $d = 10$ mm

b) dto., jedoch mit Radius $a = 0,45$ mm

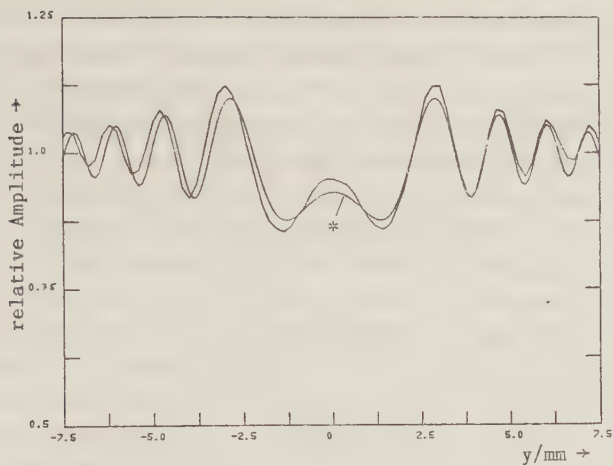


Abb. 6-5c: Wie Abb. 6-5a, jedoch Stahlzylinder mit Radius $a = 0,25$ mm

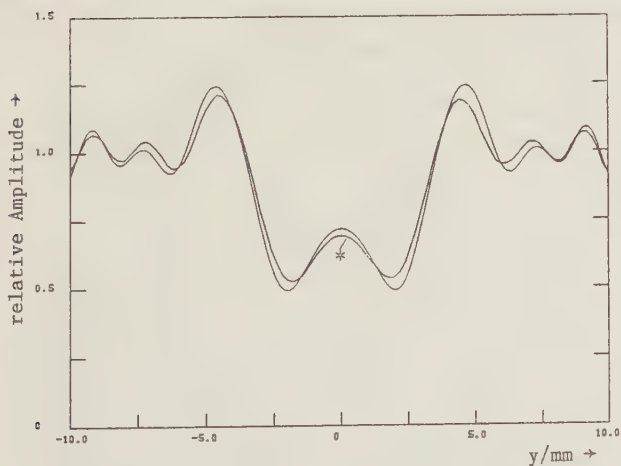


Abb. 6-5d: Wie Abb. 6-5a, jedoch Messingzylinder mit Radius $a = 1,5$ mm
und Abstand $d = 30$ mm

Grund der 1:1-Abbildung ein z -Abstand von vier Linsenbrennweiten, d.h. ca. 65 cm, nötig. Deshalb konnte wegen der begrenzten Längsabmessung des vorhandenen Wasserbeckens zu diesen Messungen die Schallquelle nicht mehr in ausreichender Entfernung zum Streukörper angeordnet werden, so daß in der Ebene des Streukörpers (also in der Objektebene) die einfallende Schallwelle nurmehr in einem sehr geringen Bereich ebenes Verhalten aufwies. Bei den in Abb. 6-6a,b gezeigten Messungen wurde daher in der Bildebene nur noch ein Bereich von ± 5 mm abgetastet und als größter Streukörperdurchmesser 4 mm gewählt. Dennoch zeigen sich bereits an den Meßbereichsrändern zunehmende Abweichungen von den errechneten Kurven. Letztere wurden mit Hilfe der Gln. 4.55 und 4.56 ermittelt, wobei zur Bestimmung der Koeffizienten A_m wieder Gl. 4.21 diente. Meßgröße war wie bei den vorhergehenden Messungen der Betrag der Schalldruckamplitude des Gesamtfeldes, welches hier aus der komplexen Summe des Bildfeldes der ebenen und der gestreuten Welle besteht. Da bei einer derartigen Messung eine Vielzahl von Parametern mit eingeht (z.B. Daten der Linse, Positionierung in Objekt- und Bildebene sowie Abstand in z -Richtung, Schallparameter des Streukörpers usw.), werden sich gewisse Abweichungen gegenüber dem theoretischen Funktionsverlauf nie ganz vermeiden lassen. Die Abbildungen zeigen aber in jedem Fall eine klare Übereinstimmung im prinzipiellen Verlauf der Kurven.

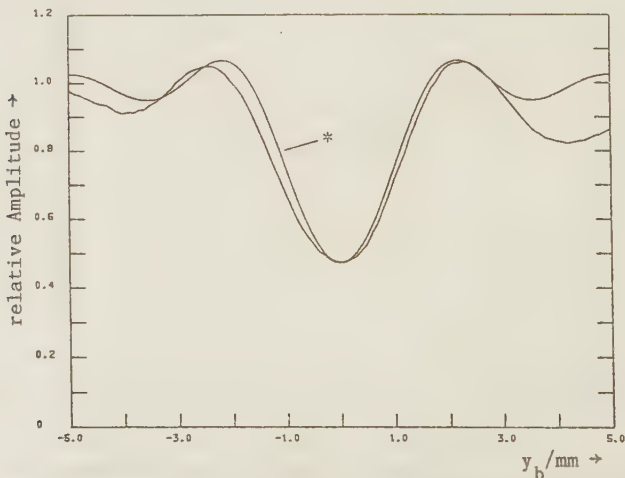


Abb. 6-6a: Gemessene und gerechnete (*) Schalldruckverteilung längs der y_b -Achse in der Bildebene bei Abbildung eines Nylonfadens von 0,9 mm Durchmesser mit der in Abb. 3-10 spezifizierten Linse (Schallfrequenz 2 MHz)

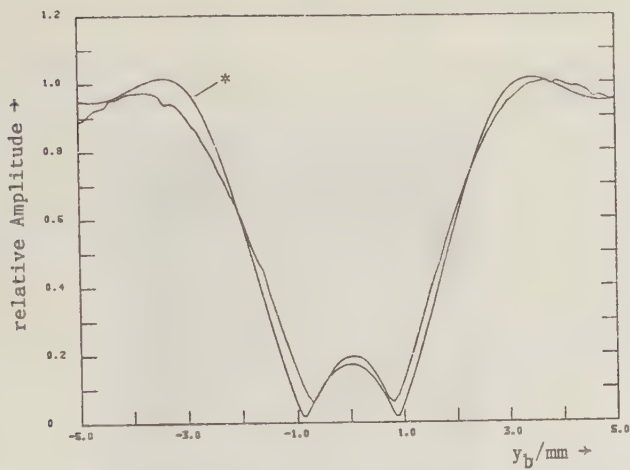


Abb. 6-6b: Wie Abb. 6-6a, jedoch Messingzylinder mit Radius $a = 2$ mm

6.4 Schattenbilder technischer Objekte

Erste Vorversuche wurden mit der in Abb. 5-4 gezeigten 8×8 -Matrix unternommen, die nur als eine Art Testvorläufer zur experimentellen Erprobung der Ausleseelektronik und des PVDF-Schallwandlerkonzepts zu verstehen ist. Auf Grund der geringen Pixelzahl war nur an eine Abbildung einfacher technischer Objekte ohne Linse als Schattenbild gedacht. Abb. 6-7 zeigt die auch bei späteren Versuchen verwendeten Drahtobjekte, Abb. 6-8a,b die zugehörigen Schattenbilder. Dabei wurde zur besseren Darstellung am Bildschirm jeder Bildpunkt auf ein Quadrat von ca. 5 mm Seitenlänge aufgeweitet. Im Fall des Drahtringes wirkt sich natürlich die außerordentlich grobe Quantisierung des Bildfeldes in nur 64 Punkte in besonders starkem Maße aus. Die Ursache für die recht unterschiedlich helle Abbildung des Ringes lag dabei nicht allein in der groben Quantisierung, sondern auch darin, daß der Ring nicht überall gleichmäßig plan vor die Empfangsmatrix positioniert werden konnte.

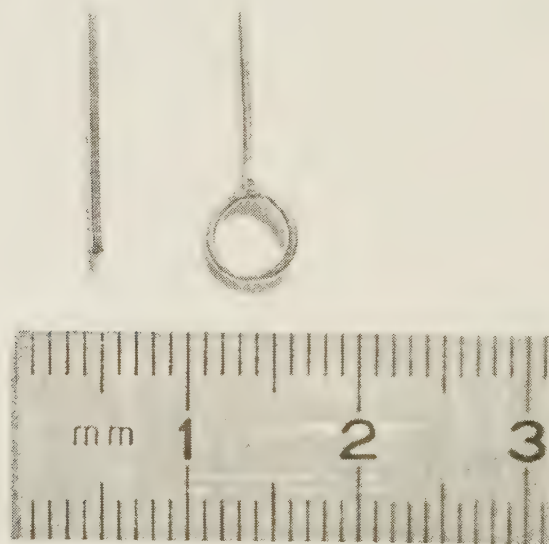
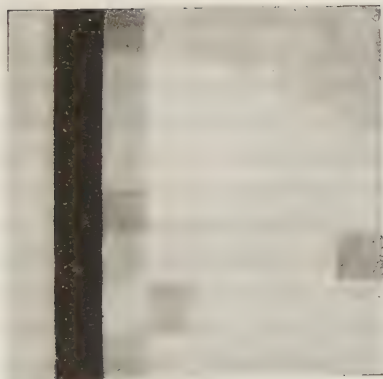


Abb. 6-7: Die bei den in Abb. 6-8a,b gezeigten Schattenbildern verwendeten Drahtobjekte mit 0,8 mm Drahtdurchmesser

a)



b)

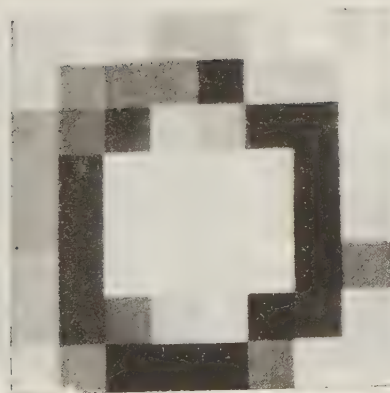


Abb. 6-8: Mit 8×8-Matrix erzeugte Schattenbilder der Drahtobjekte von Abb. 6-7. Gerades Drahtstück (a) und Drahring (b)

6.5 In-vivo Transmissionsbilder und Gesamtanlage

Mit Abb. 6-9 sei vorab ein Überblick über die vorhandene UST-Kamera gegeben, mit der die folgenden Bilder erstellt wurden. Man erkennt in Bildmitte den Wassertank, welcher Sendeschallköpfe, Linse und eine Polystyrolplatte als Hilfsmittel zum leichteren Auffinden der Objektebene enthält (s. Pfeile). Da zu diesem Zeitpunkt die in Abb. 5-2 gezeigte Sendematrix noch nicht fertiggestellt war, mußte zur Beschallung der Objekte provisorisch auf vier käufliche PZT-Schallköpfe ausgewichen werden. Sie wurden nebeneinander angeordnet und konnten so gerade das ca. $16 \times 80 \text{ mm}^2$ große, zur Abbildung gebrachte Objektfeld einigermaßen homogen "ausleuchten". Da wegen der begrenzten Distanz zwischen Schallsender und Objekt sowie wegen der relativ großen Senderaperturen jedes Viertel des Objektfeldes immer nur von einem Schallkopf alleine erfaßt wurde, konnte keine örtlich inkohärente Beschallung erzielt werden. Auf Grund der geringen Schallwandleranzahl war es möglich, diese mit deterministischen Sendesignalen zu betreiben. Dazu dienten vier HF-Generatoren, welche jeden Sendeschallkopf mit einem Sweep-Signal von 1,5 bis 2,5 MHz Bandbreite (vgl. Gl. 3.13) versorgten, so daß zumindest größtmögliche zeitliche In-



Abb. 6-9: Gesamtansicht der UST-Kameraanlage. V.l.n.r: HF-Generatoren (G), Wassertank mit vier Sendeschallköpfen (S), Polystyrolplatte an der Stelle der Objektebene (P), Schalllinse (L) und Fenster aus PVDF-Folie (F). Die dahinter befindliche Empfangsmatrix ist nicht mehr im Bild zu sehen. Rechts die elektronische Signalverarbeitung von Abb. 5-17 (E), der Monitor (M) sowie ein weiterer HF-Generator (G).

kohärenz gewährleistet war. Der darstellbare Bildausschnitt fiel deshalb nur ca. $16 \times 80 \text{ mm}^2$ groß aus, weil in diesem Stadium der Anlage das größte zur Verfügung stehende Empfangsarray von der Ordnung 20×96 Pixel war. Dies ist gerade noch zur Abbildung einzelner Finger und Ausschnitten der Hand ausreichend. Es sei aber erwähnt, daß die Aussagekraft ruhender Einzelbilder, wie sie hier nur als Foto gezeigt werden können, im Vergleich zu der sonst in Echtzeit dargestellten Abfolge bewegter Bilder recht gering ist. Dies gilt in verstärktem Maße wegen des kleinen Bildausschnittes, da bei der Darstellung bewegter Bilder ein größeres Objekt an dem abgebildeten Ausschnitt der Objektebene vorbeigefahren werden kann und der Betrachter die "Vorgeschichte", also die unmittelbare Umgebung des gerade nicht mehr zur Abbildung kommenden Objektteiles, noch direkt in Erinnerung hat.

Um überhaupt die Anzahl von 20 Matrixzeilen zu erreichen, mußten ausnahmslos alle verfügbaren eindimensionalen 96-Pixel-Arrays übereinander gestapelt werden, gleichgültig ob bzw. wie viele sie an ausgefallenen Elementen enthielten. Abb. 6-10a zeigt ein sog. Leerbild und gibt einen ersten Eindruck vom Zustand der vorhandenen Empfangsmatrix. Jeder der schwarzen Bildpunkte deutet auf ein völlig defektes oder aus anderen Gründen sehr schwach empfindliches Pixel hin (z.B. bedingt durch Kurzschlüsse zwischen den Mäandern des Ableitwiderstandes, so daß dieser relativ niederohmig wird). Darüberhinaus lassen die vertikal verlaufenden Strukturen die durch unterschiedliche Abstände zwischen Keramikplattenstirnflächen und PVDF-Folie hervorgerufenen Empfindlichkeitseinbußen erkennen, welche sich durchaus nicht über den gesamten Bereich aller 96 Pixel erstrecken müssen, sondern durch eine geringfügige Schräglage (im μm -Bereich) einer Platte innerhalb des Stapels nur am Rand auswirken können. Abb. 6-10b zeigt nun das gleiche Bild wie Abb. 6-10a, jedoch unter Verwendung des in Abschn. 5.5 beschriebenen Ausfallkorrekturbausteins. Alle noch im Bild verbleibenden dunkleren Bildpunkte lagen bereits über der Schwelle des "Ausfallpixeldetektors" und können durch entsprechende Gewichtung mittels der Divisionskorrekturbaugruppe noch originalen Bildbeitrag liefern. Alle anderen Bildpunkte der ausgefallenen bzw. extrem unempfindlichen Elemente werden gänzlich unterdrückt. Stattdessen wird der Mittelwert aus den benachbarten intakten Bildelementen dargestellt, so daß in Abb. 6-10b etliche schwarze Bildpunkte verschwunden sind.

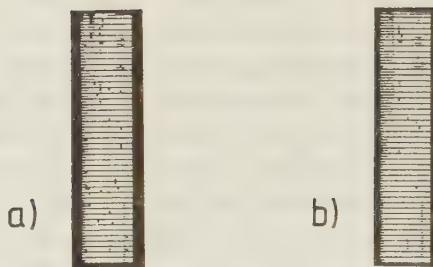


Abb. 6-10: Abbildung eines Leerbildes (ohne Objekt) zur Darstellung defekter oder stark unempfindlicher Pixel innerhalb der 20×96-Matrix. a) ohne, b) mit Ausfallkorrekturbaugruppe

Als erste Ultraschallbilder seien zunächst noch zwei technische Objekte gezeigt. In Abb. 6-11a ist die in Abb. 6-7 als Foto dargestellte Drahtschleife zu erkennen, während in Abb. 6-11b ein Lochblech mit 3 mm Lochdurchmesser als Objekt diente. Letzteres liefert bereits ein wesentlich kontrastreicheres Bild als die Drahtschleife, deren nur 0,8 mm starker Drahtdurchmesser schon beträchtlich unterhalb der theoretischen Auflösungsgrenze liegt. Am Bild der Drahtschleife ist jedoch deutlich die Wirkungsweise der Divisionskorrekturbaugruppe von Abschn. 5.5 zu erkennen: Alle in Abb. 6-10b noch verbleibenden Helligkeitsinhomogenitäten sind hier wegen der Division durch das Leerbild restlos ausgeglichen. Des weiteren zeigen sich weder in diesen noch in den folgenden in-vivo Bildern irgendwelche Speckle-Interferenzmuster. Offensichtlich bringt bereits die breitbandige Beschallung eine deutliche Speckle-Kontrastreduktion mit sich, was beim Übergang zu monofrequenter Beschallung bestätigt werden konnte.

In zwei weiteren Aufnahmen ist die Seitenansicht des leicht gebeugten kleinen (fünften) Fingers zu sehen, und zwar wiederum ohne (Abb. 6-12a) und mit eingeschalteter Divisions- und Ausfallpixelkorrektur (Abb. 6-12b). Die dicke schwarze Berandung in der rechten Bildhälfte entspricht dabei den Fingerknochen, während die dünnere durchgehende Dunkelstruktur die Beugesehne darstellt. Es sei erwähnt, daß bei späteren Experimenten eine von den zwanzig Platten des Stapels durch den Anpreßdruck der Keramikplatten aufeinander zu Bruch ging (Haarriß; s.a. Pfeil in Abb. 6-12a).

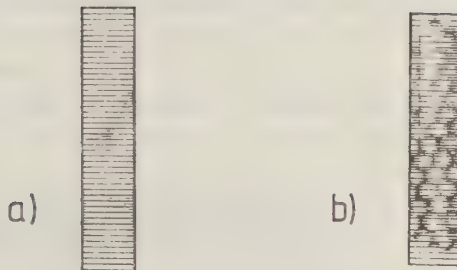


Abb. 6-11: Ultraschall-Transmissionsbilder technischer Objekte:

a) Drahtring von Abb. 6-7 (0,8 mm Drahtdurchmesser)

b) Lochblech mit 3 mm Lochdurchmesser

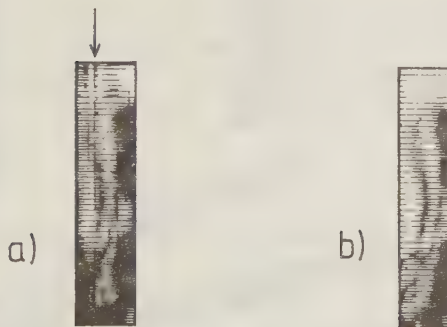


Abb. 6-12: Seitenansicht des leicht gebeugten kleinen (fünftens) Fingers bei ausgeschalteter (a) und eingeschalteter (b) Bildkorrekturbaugruppe

Die Elemente dieser Platte fielen dann je nach den momentanen Kontaktverhältnissen in zeitlich statistischer Weise ganz oder nur zum Teil aus, so daß eine Divisions- bzw. Ausfallkorrektur in der bisher praktizierten Weise unmöglich wurde und in den folgenden Bildern in dieser (vertikal verlaufenden) Zeile stets ein durchgehendes Störmuster auftritt.

Abb. 6-13a zeigt die beiden letzten Glieder des kleinen Fingers (phalanx distalis und phalanx media, vgl. Abb. 6-15) in Draufsicht. Man kann deutlich die Verbreiterung der Knochen in Gelenknähe sowie an der Fingerspitze erkennen. Zwei weitere Bilder zeigen den Fingeransatz an der Hand mit den zwischen den Fingern verlaufenden Hautbögen (Abb. 6-13b) sowie einen Ausschnitt des leicht gebeugten Daumens in Seitenansicht (Abb. 6-13c). Dabei ist wiederum die Beugesehne erkennbar.

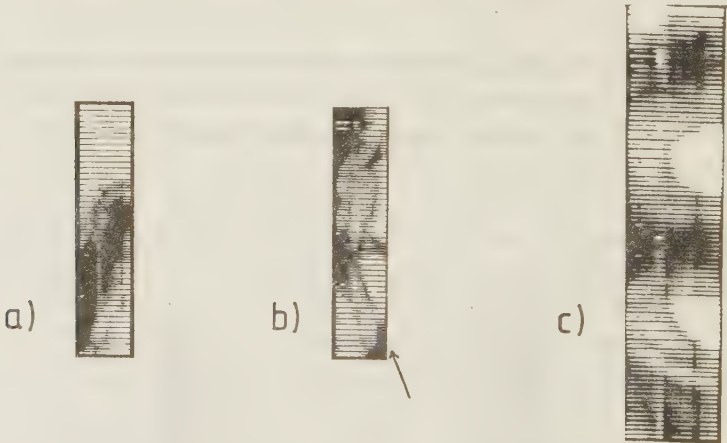


Abb. 6-13: a) Endglieder des kleinen Fingers (phalanx distalis und phalanx media) in Draufsicht,
b) Seitenansicht des leicht gebeugten Daumens mit Beugesehne (s. Pfeil),
c) Ausschnitt aus der Hand beim Fingeransatz in Draufsicht

Mit den zwei abschließend dargestellten Trickfotos wurde versucht, durch sukzessive Bildaufnahme des vorbeigeschobenen Objekts die Begrenzung durch den kleinen Bildausschnitt zu umgehen, wenngleich dabei auch gewisse Diskontinuitäten an den Schnittstellen auftreten, weil die richtige Positionierung des Objekts recht problematisch ist. Als Vergleichsmöglichkeit zu Abb. 6-14a möge das in Abb. 6-15 wiedergegebene Foto einer Röntgenaufnahme der linken Hand dienen. Die einzelnen Passagen

im Bereich der Mittelhandknochen, der Gelenke an den Fingeransätzen sowie der einzelnen Fingerglieder sind dabei in der Ultraschallaufnahme klar erkennbar, ebenso wie die Berandung durch das Weichteilgewebe in der Umgebung der Fingerknochen. In Abb. 6-14b sei demonstriert, daß sich auch Blutgefäße gut abzeichnen. Das Bild zeigt einen Ausschnitt im Bereich des Unterarms. Hierbei sind die schwarzen Gebiete durch die beiden Unterarmknochen Elle und Speiche gegeben, in deren Zwischenraum ist jedoch ein dort verlaufendes Blutgefäß einwandfrei darstellbar (s. Pfeil).

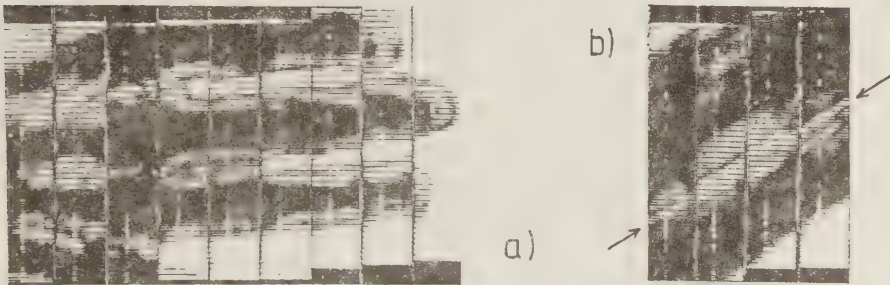


Abb. 6-14: Zusammengesetzte Ultraschallbilder mit Ausschnitten aus der linken Hand (a) und dem Bereich des Unterarms (b). Die Pfeile im Fall b markieren ein zwischen Elle und Speiche verlaufendes Blutgefäß

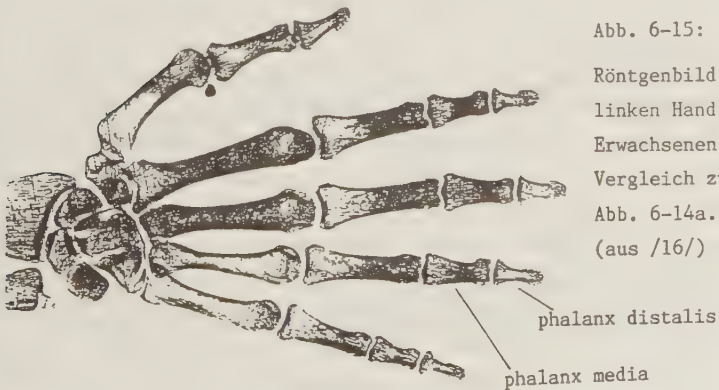


Abb. 6-15:
Röntgenbild der
linken Hand eines
Erwachsenen als
Vergleich zu
Abb. 6-14a.
(aus /16/)

7 Ausblick und weiterführende Arbeiten

Die in Abschn. 5.4 aufgezeigten unterschiedlichen Technologien bei der Realisierung der Empfangsmatrix lassen erkennen, daß diese Arbeit diesbezüglich wohl kaum ein endgültiges, abgeschlossenes Werk darstellen kann. So bedeutet zwar der Übergang von der Stapeltechnik zur geplanten flachen Matrix von Abb. 5-13 eine Integration der Verdrahtung, d.h. statt N^2 Adreßleitungskontakten an N Platten sind nurmehr N solche Kontakte an einer Platte erforderlich, die Bondverbindungen für N^2 Transistorchips sind jedoch auch hier unumgänglich. Offensichtlich liegt darin eine der gravierendsten Schwachstellen was die Ausfallwahrscheinlichkeit betrifft. Man muß sich nur vergegenwärtigen, daß bei einer quadratischen Matrix mit "nur" $N = 256$ Elementen pro Seitenlänge und Dual-Gate-MOSFETs als Ausleseverstärker insgesamt die immense Zahl von $2 \cdot 4 \cdot N^2 = 524288$ Bondkontaktierungen anfällt. (Jeder Transistor hat vier Elektroden, also vier Bonddrähte mit Anfangs- und Endkontakt.)

Eine der weiterführenden Arbeiten könnte nun darin bestehen, mit einer neuartigen Technologie eine bonddrahtlose Realisierungsmöglichkeit für die Auslesematrix zu finden. Dazu sind bereits einige Alternativen bekannt. Als erstes sei die sog. flip-chip-Bondtechnik genannt (s.a./24/). Hierbei ist auf die Bondpads eine lotähnliche Substanz aufgetragen. Der Transistor wird dann "kopfüber", also mit den Pads nach unten, auf das Substrat mit der vorgefertigten Leitungsstruktur gelegt. Unter leichtem Druck und Hitzezufuhr wird ein kurzzeitiges Aufschmelzen des Lotes erreicht, welches auf Grund der Kapillarwirkung von der ersten Benetzung der Substratmetallisierung an eine sichere Kontaktierung gewährleistet. Diese schon seit längerer Zeit bekannte Technologie, wird aber von den Halbleiterherstellern offensichtlich nicht mehr intensiv verfolgt, so daß derart modifizierte Transistorchips praktisch nicht mehr erhältlich sind. Die Ursache dafür mag darin liegen, daß eine optische Kontrolle von flip-chip-Kontaktstellen ausgeschlossen ist. Als eine weitere Alternative ist natürlich die vollintegrierte Version zu nennen. Hierbei ist es weniger die Größe des erforderlichen Wafers der einer praktischen Realisierung im Wege steht. Schon jetzt ist deutlich der Trend vom 4- zum 5-Zoll-Wafer zu erkennen, was langfristig gesehen nichts anderes als ein Trend zu immer größeren Wafern bedeutet. Es ist vielmehr das Kriterium der Ausbeute, welches über eine solche Realisierbarkeit entscheidet, da ein einziges defektes Element irreparabel bleibt und stets

zum Verwerfen des gesamten Wafers führt. Es sei erwähnt, daß in Dünnschichttechnologie nicht nur Leitungen, Widerstände usw., sondern auch komplette Transistorsysteme hergestellt werden können. Eine ähnliche vollintegrierte Version mit all den zugehörigen Leitungsführungen ist also auch in dieser Technologie denkbar. Allerdings wird es derzeit noch nicht möglich sein, auf diese Weise die bislang eingesetzte "hochgezüchtete" Transistorfunktion zu erreichen: Die hier verwendeten Dual-Gate-MOSFETs mit Eingangskapazitäten unter 2 pF stellen für sich schon eine kleine technologische Meisterleistung dar. Wie alle vollintegrierten Versionen wäre aber ebenso 100% Ausbeute für ein funktionierendes System erforderlich.

Es mag sich daher durchaus herausstellen, daß ein Konzept ähnlich wie das der Stapeltechnik, welches also auf der Grundlage austauschbarer, reparierbarer Untereinheiten (hier speziell zeilenweise Untereinheiten) beruht, letztlich die besten Erfolge bringt. Dies gilt umso mehr, wenn die bisher praktizierte Dünnschichttechnologie für die N Gate-1-Widerstände entfallen kann und stattdessen der zunächst für die flache Matrix entwickelte MOSFET mit integriertem Ableitwiderstand verfügbar wird. Dann nämlich reduziert sich das Ausbeuteproblem drastisch: Statt $N = 128$ oder 256 Dünnschichtwiderstände, die alle zugleich auf einer Platte fehlerfrei sein müssen, braucht dann nur mehr ein Widerstand in einem funktionstüchtigen Transistorchip fehlerfrei zu sein, was in einfacher Weise bereits vor dem Bondvorgang festgestellt werden kann. Ist er fehlerhaft, so muß lediglich dieser eine Chip verworfen werden. Zusammen mit der in Abb. 5-12 demonstrierten redundanten Bestückung kann eine hohe Ausbeute erwartet werden. Weiterführende Arbeiten müßten sich bei Verfolgung eines solchen zeilenweisen Konzepts vielmehr auf folgende zwei Punkte konzentrieren: Die Suche nach einer sicheren Kontaktierung für die N^2 Adreßeingänge, welche einen leichten zeilenweisen Austausch zu Reparaturzwecken zuläßt, sowie die Suche nach einer über alle Zeilen der Matrix homogenen Ankopplung an die PVDF-Folie. Einige Vorschläge dazu wurden bereits genannt, z.B. die Adressierung über Leitgummifasern bzw. die Ankopplung unter leichtem Druck mittels eines flüssigen Dielektrikums.

Abschließend sei noch auf eine etwas andere Betriebsart der UST-Kamera hingewiesen, welche bereits bei der SRI-Kamera (vgl. Abb. 2-3) praktiziert wurde. Statt das Objekt von hinten zu beschallen, ist hierbei eine

seitliche Beschallung von vorne vorgesehen. Während also im ersten Fall speziell die Vorwärtsstreuung für den Bildinhalt maßgebend ist, bedeutet der zweite Fall eine Verallgemeinerung unter dem Aspekt "Abbildung der Streuung unter einem bestimmten Winkel". Wie die Richtdiagramme in Abschn. 4.6 zeigen, wird das winkelabhängige Streuverhalten mit zunehmender Streukörpergröße und zunehmender Frequenz ausgeprägter. Es ist daher denkbar, bei einem bestimmten Beschallungswinkel durch Variation der Frequenz verschieden große Streukörper selektiv abzubilden. Es sei aber gleichzeitig bemerkt, daß hierbei eine erheblich stärkere Beschallung des Objekts erforderlich sein wird, da die Vorwärtsstreuung betragsmäßig mit Abstand am größten ausfällt.

8 Zusammenfassung

In der hier vorliegenden Arbeit wurde ein neues Konzept für eine Ultraschall-Transmissionskamera entwickelt und eine solche Kamera, soweit es die bisherigen technologischen Grenzen zuließen, aufgebaut. Dabei zeigte sich, daß die Transmissionskamera bei ausreichend großem Bildausschnitt in der Palette der bislang existierenden medizinischen Ultraschallgeräte eine wertvolle Bereicherung darstellt, insbesondere wenn es um die Diagnose in den Bereichen Pädiatrie und Orthopädie geht.

Die wichtigsten Eigenschaften des hier vorgestellten Ultraschallkamarasystems sind:

- *) Transmissions-C-Bild-Darstellung,
- *) Echtzeitfähigkeit (25 Bilder pro Sekunde),
- *) rein elektronische Bildabtastung in beiden Dimensionen,
- *) gleiche Auflösungswerte in beiden Dimensionen ($\leq 1,5$ mm),
- *) Speckle-Reduktion durch örtlich und zeitlich inkohärente Objektbeschallung mittels einer Multi-Element-Schallquelle, deren einzelne Elemente mit individuellen Bandpaßrauschsignalen angesteuert werden,
- *) spektrale Lage der Bandpaßrauschsignale wählbar im Bereich von 2 bis 7 MHz (bezogen auf die Bandmitte).

Ausgangspunkt für das neue Kamerakzept waren die beiden existierenden Transmissionskamaras der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung (Neuherberg/München) und des Stanford-Research-Institutes (Kalifornien/USA), wobei die Hauptaufgabe darin bestand, die nachteiligen Eigenschaften - im einen Fall der langsame, nicht echtzeitfähige Bildaufbau, im anderen Fall die Notwendigkeit mechanisch bewegter Teile zur Bildabtastung - zu umgehen.

An die Neukonzeption schließt sich zunächst eine systemtheoretische Beschreibung des Abbildungsvorgangs an. Dazu werden die entsprechenden Analysemethoden der Optik vorgestellt und diese durch geeignete Modifikation und Erweiterung auf das Abbildungsmedium Ultraschall übertragen. Hierbei wird sowohl zwischen den Fällen der örtlich kohärenten bzw. inkohärenten Beschallung unterschieden als auch zwischen den Fällen der quasi-monofrequenten und der breitbandigen Beschallung, wobei die Analyse wiederum in die zwei Fälle der Beschallung mit deterministischen bzw. stochastischen Signalen aufgespalten wird.

In einem nächsten Abschnitt dieser Arbeit wird die Bildentstehung bei Streukörpern einfacher Geometrie (Kugel, Zylinder und Rohr als Modell für ein Blutgefäß) untersucht. Es wird ein Weg aufgezeigt, der eine Bildberechnung mit den üblichen optischen Analysemethoden ermöglicht, welche sonst nur für zweidimensionale Objekte anwendbar sind.

Schließlich werden die praktischen Gesichtspunkte zum Aufbau einer Ultraschall-Transmissionskamera, insbesondere des zweidimensionalen Empfangsarrays erläutert. Dazu werden zunächst die elektrischen Vorbedingungen dargelegt und an Hand derer die Möglichkeiten bei der elektronischen Auslese eingegrenzt. Danach werden zwei unterschiedliche Technologien vorgestellt: Die sog. Stapeltechnik gestattet eine zeilenweise Synthese der Empfangsmatrix und im Reparaturfall einen zeilenweisen Austausch. Die andere Technologie der sog. flachen Matrix sieht eine komplette zweidimensionale Verdrahtung vor, wobei aber auch hier diskrete Transistorchips zum Einsatz kommen, die im Fall eines Defekts zumindest einmalig ausgetauscht werden können.

Abschließend sind in einem weiteren Kapitel die meßtechnischen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengestellt. Hierbei werden vorab elektrische Kenngrößen, wie z.B. Empfindlichkeit, Übersprechen und Homogenität, ermittelt sowie linsenspezifische Kenngrößen, wie laterale Auflösung und Tiefenschärfebereich. An Hand mehrerer Messungen mit Streukörpern wird dann die zuvor hergeleitete Streubild-Berechnung überprüft. Schließlich werden einige Bilder von technischen, v.a. aber von biologischen in-vivo Objekten vorgestellt, welche mit der hier konstruierten Ultraschall-Transmissionskamera erzielt werden konnten.

A.1 Berechnung der Übertragungsfunktionen H_V

Die Berechnung der Übertragungsfunktionen H_V des inkohärenten Abbildungssystems für die Linsenaperturfunktionen a_{LV} von Abschn. 3.5.2 erfolgt mittels Gl. 3.45. Die Gleichung läßt erkennen, daß die Funktionen H_V direkt aus einer Faltungsoperation mit den jeweiligen Aperturfunktionen hervorgehen. Es seien speziell (s. Gl.n. 3.48, 3.51 und 3.55):

$$a_{L1}(r_l) = \text{circ}(r_l/R_L); \quad (\text{A1.1})$$

$$a_{L2}(r_l) = \text{circ}(r_l/R_L) \exp\left\{-\left(\frac{r_l \cdot \kappa}{R_L \cdot \kappa'(\omega)}\right)^2\right\}; \quad (\text{A1.2})$$

$$a_{L3}(r_l) = \exp\left\{-\left(\frac{r_l \cdot \kappa}{R_L \cdot \kappa'(\omega)}\right)^2\right\}; \quad (\text{A1.3})$$

wobei zur Darstellung der $a_{L2,3}$ die Beziehung $\sqrt{\alpha/R_K} = \kappa/(\kappa' \cdot R_L)$ verwendet wurde. Aufgrund der Rotationssymmetrie aller Aperturfunktionen und damit aller zu berechnender Funktionen H_V genügt es, bei der Faltungsoperation nur eine Koordinate im positiven Bereich zu berücksichtigen. Aus Gl. 3.45 läßt sich wegen $a_{LV} = a_{LV}^*$ für die $a_{L1,2}$ folgende geometrische Interpretation ableiten:

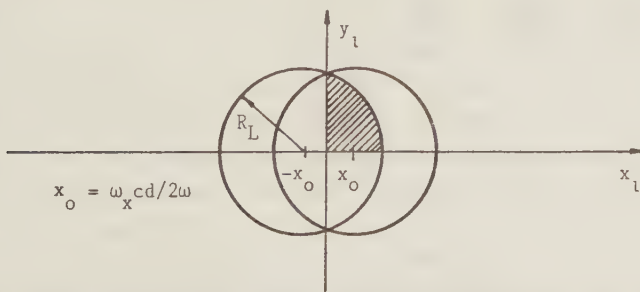


Abb. A1-1: Zur Berechnung der Übertragungsfunktionen H_V

Die gesuchten Funktionen H_V sind demnach bei a_{L1} durch den Quotienten aus Überlappungsgebiet und Gesamtfläche gegeben. Für a_{L2} ist zusätzlich die exponentielle Gewichtung in z-Richtung zu berücksichtigen. Für den Fall a_{L3} ist in Abweichung zu obiger Abbildung der Radius R_L unendlich weit auszudehnen. Wie die Abbildung zeigt, genügt es bei der Bestimmung des Überlappungsanteils in den beiden ersten Fällen aus

Symmetriegründen nur einen Quadranten zu betrachten. Für die Integrationsgrenzen ergibt sich deshalb:

$$0 \leq x_1 \leq R_L - x_0 \quad (\text{A.1.4a})$$

$$0 \leq y_1 \leq \sqrt{R_L^2 - (x_1 + x_0)^2} \quad (\text{A.1.4b})$$

Es ist unmittelbar zu erkennen, daß $H \equiv 0$ für $x_0 \geq R_L$, weshalb im folgenden der Wertebereich

$$0 \leq x_0 \leq R_L \quad (\text{A1.5})$$

angenommen werde. Für den Fall $a_{L1}(r_1) = a_{L1}(\sqrt{x_1^2 + y_1^2})$ folgt dann:

$$H_1(x_0) \sim \int_0^{R_L - x_0} \int_0^{\sqrt{R_L^2 - (x_1 + x_0)^2}} dx_1 dy_1; \quad (\text{A1.6})$$

Durch Normierung auf den Aperturradius R_L erhält man die dimensionslosen Größen:

$$\frac{x_0}{R_L} = \frac{\omega_x c d}{2\omega R_L} = \frac{\omega_x}{2\omega \kappa} := \Omega_x \leq 1; \quad (\text{A1.7a})$$

$$x_1/R_L := \xi; \quad (\text{A1.7b})$$

$$y_1/R_L := \eta; \quad (\text{A1.7c})$$

Auf Grund der Rotationssymmetrie der Funktionen H_v kann direkt für Ω_x die Variable $\Omega_r = \omega_r/(2\omega \kappa)$ (vgl. Gln. 3.62 - 64) gesetzt werden. Man erhält für H_1 :

$$H_1(\Omega_r) \sim \int_0^{1-\Omega_r} \int_0^{\sqrt{1-(\xi+\Omega_r)^2}} d\xi d\eta = \int_0^{1-\Omega_r} \int_0^{\sqrt{1-(\xi+\Omega_r)^2}} d\xi = \int_{\Omega_r}^1 \sqrt{1-\Omega^2} d\Omega; \quad (\text{A1.8})$$

wobei zuletzt die Variablensubstitution

$$\Omega := \xi + \Omega_r; \quad (\text{A1.9})$$

vorgenommen wurde. Die Auswertung dieses Integrals (z.B./8/, Nr.157) und anschließende Normierung mit dem Wert $H_1(0)$ führen zu dem Ergebnis in Gl. 3.62. Für den Fall $a_{L_2}(r_1)$ erhält man nach Einsetzen dieser Aperturfunktion in die Gl. 3.45 mit der Abkürzung

$$k(\omega) := \kappa/\kappa'(\omega); \quad (\text{A1.10})$$

$$\begin{aligned} H_3(\Omega_r) &\sim e^{-2(\Omega_r k(\omega))^2} \cdot \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-2(\xi k(\omega))^2} \cdot e^{-2(\eta k(\omega))^2} d\xi d\eta \sim \\ &\sim \exp\{-2(\Omega_r \kappa/\kappa'(\omega))^2\}; \end{aligned} \quad (\text{A1.11})$$

Dabei wurden bereits die normierten Größen von A1.7a-c benutzt. H_3 ist als Faltung zweier Gauß-Funktionen erwartungsgemäß wieder eine - entsprechend verbreiterte - Gauß-Funktion. Ein Vergleich mit Gl. 3.59 zeigt:

$$H_3(\omega_r; \omega) = \sqrt{H_3(\omega_r; \omega)}; \quad (\text{A1.12})$$

Für den Fall $a_{L_2}(r_1)$ müssen die unendlichen Integrationsgrenzen von Gl. A1.11 durch die endlichen von Gl. A1.8 ersetzt werden, so daß wegen der gaußförmigen Integrandenfunktionen eine exakte Lösung in geschlossener Form nicht möglich ist. Es wird nun als erste Näherung die Größe $\kappa'(\omega)$ durch den Funktionswert in Bandmitte $\kappa'(\omega_m)$ ersetzt (s.a. Abb. 3-10), womit in Gl. A1.10 der Wert $k(\omega_m) := k \approx 0,78$ resultiert. In einer zweiten Näherung werden die gaußförmigen Integrandenfunktionen durch einen parabolischen Funktionsverlauf angenähert, wobei zur Koeffizientenbestimmung das Kriterium von Gl. 3.60 herangezogen wird (gleiche äquivalente Aperturradien bzw. Ortsgrenzfrequenzen):

$$\int_0^1 \exp\{-2(\xi k)^2\} d\xi := \int_0^1 (1 - \beta \xi^2) d\xi; \quad (\text{A1.13})$$

Damit erhält man für den Koeffizienten β die Bestimmungsgleichung:

$$\beta = 3 \cdot \left(1 - \frac{\sqrt{2\pi}}{4k} \operatorname{erf}(\sqrt{2} \cdot k)\right) \approx 0,88; \quad (\text{A1.14})$$

Für den Integranden von Gl. A1.11 läßt sich dann schreiben:

$$e^{-2(\xi k)^2} e^{-2(\eta k)^2} = (1 - \beta \xi^2)(1 - \beta \eta^2) = 1 - \beta \xi^2 - \beta \eta^2 + \beta^2 \xi^2 \eta^2; \quad (\text{A1.15})$$

(1) (2) (3) (4)

Man erhält also vier Teilintegrale, wobei das erste von der Form A1.8 ist und somit bekannt ist. Für das zweite Teilintegral erhält man mit der Variablensubstitution von Gl. A1.9 (die im folgenden immer verwendet wird):

$$\int_0^{1-\Omega_r} \frac{\sqrt{1-(\xi+\Omega_r)^2}}{\xi^2} d\xi = \int_0^1 \frac{1}{(\Omega - \Omega_r)^2 \sqrt{1-\Omega^2}} d\Omega; \quad (\text{A1.16})$$

Gl. A1.16 führt wiederum auf das bekannte Integral von Gl. A1.8 sowie auf zwei weitere Integrale der Form:

$$\int_{\Omega_r}^1 \frac{1}{\Omega \sqrt{1-\Omega^2}} d\Omega; \quad (\text{A1.17})$$

$$\int_{\Omega_r}^1 \frac{1}{\Omega^2 \sqrt{1-\Omega^2}} d\Omega; \quad (\text{A1.18})$$

die beide analytisch lösbar sind (vgl./8/, Nr. 158 und 159). Für das dritte Teilintegral von Gl. A1.15 erhält man:

$$\int_0^{1-\Omega_r} \frac{\sqrt{1-(\xi+\Omega_r)^2}}{\eta^3} d\xi d\eta = \frac{1}{3} \cdot \int_{\Omega_r}^1 (1-\Omega^2)^{3/2} d\Omega; \quad (\text{A1.19})$$

Auch hier existiert eine Stammfunktion (/8/, Nr. 171). Zur Lösung des vierten Teilintegrals von Gl. A1.15 ist wieder eine Aufspaltung in drei

weitere Integrale notwendig. Man erhält zunächst:

$$\int_0^{1-\Omega_r} \frac{\sqrt{1-(\xi+\Omega)^2}}{\xi^2 \eta^2} d\xi d\eta = \frac{1}{3} \int_{\Omega_r}^1 (\Omega - \Omega_r)^2 (1 - \Omega^2)^{3/2} d\Omega; \quad (\text{A1.20})$$

Die Ausmultiplikation des $(\Omega - \Omega_r)^2$ -Termes führt auf das bekannte Integral der Form von Gl. A1.19 sowie auf zwei Integrale der Form:

$$\int_{\Omega_r}^1 \Omega (1 - \Omega^2)^{3/2} d\Omega; \quad (\text{A1.21})$$

$$\int_{\Omega_r}^1 \Omega^2 (1 - \Omega^2)^{3/2} d\Omega; \quad (\text{A1.22})$$

Zu beiden Integralen existiert eine Stammfunktion (/8/, Nr. 172 und 173). Eine Zusammenfassung aller so zu bestimmender Funktionskomponenten und anschließende Normierung liefert schließlich das in Gl. 3.63 aufgeführte Ergebnis für $H_2(\Omega_r)$. Als Kontrolle kann $k = 0$ und $\beta = 0$ gesetzt werden (dämpfungsfreier Fall). Dann entartet H_2 in die Funktion H_1 .

A.2 Zusammenstellung mathematischer Grundlagen

*) Integral-Transformationen

Fourier-Transformation (Ortsfrequenzbereich):

$$G(\omega_x, \omega_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp(+j(\omega_x x + \omega_y y)) dx dy; \quad (A2.1)$$

Zugehörige Rücktransformation:

$$g(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} G(\omega_x, \omega_y) \exp(-j(\omega_x x + \omega_y y)) d\omega_x d\omega_y; \quad (A2.2)$$

Fourier-Bessel-Transformation (Hankel-Transformation 0-ter Ordnung):

$$G(\omega_r) = 2\pi \int_0^{\infty} r \cdot g(r) J_0(\omega_r r) dr; \quad (A2.3)$$

Zugehörige Rücktransformation:

$$g(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \omega_r \cdot G(\omega_r) J_0(\omega_r r) d\omega_r; \quad (A2.4)$$

Fourier-Transformation (Zeitfrequenzbereich):

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \exp(-j\omega t) dt; \quad (A2.5)$$

Zugehörige Rücktransformation:

$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) \exp(+j\omega t) d\omega; \quad (A2.6)$$

Fourier- und Fourier-Bessel-Transformationen werden in abgekürzter Schreibweise durch den Operator $\mathcal{F}$ bzw. $\mathcal{B}$ repräsentiert, die entsprechende Rücktransformation durch $\mathcal{F}^{-1}$ bzw. $\mathcal{B}^{-1}$.

*) Zylinderfunktionen

Ausgangspunkt ist das Funktionensystem der Besselschen Funktionen erster Gattung $J_m(x)$ und zweiter Gattung $N_m(x)$. Letztere werden auch Neumannsche Funktionen genannt. Die in Abschn. 4.3ff verwendeten Hankelfunktionen erster und zweiter Gattung sind daraus durch folgende Linearkombination definiert:

$$H_m^{(n)}(x) = J_m(x) \pm jN_m(x); \quad \begin{array}{l} + \text{ für } n = 1 \\ - \text{ für } n = 2 \end{array} \quad (\text{A2.7})$$

Es gelten folgende Rekursionsformeln:

$$Z_{m-1}(x) + Z_{m+1}(x) = \frac{2m}{x} Z_m(x); \quad (\text{A2.8})$$

$$Z_{m-1}(x) - Z_{m+1}(x) = 2 \frac{d}{dx} \left\{ Z_m(x) \right\}; \quad (\text{A2.9})$$

wobei Z allgemein für eine Zylinderfunktion J , N bzw. $H^{(n)}$ steht. Gl. A2.9 ermöglicht somit in einfacher Weise, die in Abschn. 4.3ff benötigten Funktionswerte der Ableitungen durch die Originalfunktion zu berechnen. Die in Abschn. 4.2 verwendeten sphärischen Zylinderfunktionen sind durch die (regulären) Zylinderfunktionen mit halbzahligem Index gegeben:

$$z_m(x) = \sqrt{\pi/2x} \cdot Z_{m+1/2}(x); \quad (\text{A2.10})$$

wobei z wieder beliebig für die sphärischen Bessel-, Neumann- oder Hankelfunktionen, also j , n oder $h^{(n)}$, steht. Da die (regulären) Zylinderfunktionen mit halbzahligem Index durch elementare Funktionen ausgedrückt werden können, so gilt dies wegen A2.10 auch für die sphärischen Zylinderfunktionen. Speziell gilt:

$$j_m(x) = x^m \cdot \left(-\frac{d}{xdx} \right)^m \frac{\sin x}{x}; \quad (\text{A2.11})$$

$$n_m(x) = -x^m \cdot \left(-\frac{d}{xdx} \right)^m \frac{\cos x}{x}; \quad (\text{A2.12})$$

Die zu den Gl.n. A2.8 und A2.9 analogen Rekursionsformeln lauten

in diesem Fall:

$$z_{m-1}(x) + z_{m+1}(x) = \frac{2m+1}{x} \cdot z_m(x); \quad (\text{A2.13})$$

$$m \cdot z_{m-1}(x) - (m+1) \cdot z_{m+1}(x) = (2m+1) \cdot \frac{d}{dx} \left[z_m(x) \right]; \quad (\text{A2.14})$$

Somit lassen sich auch hier die Funktionswerte der Ableitungen durch die Originalfunktionen gewinnen.

Des weiteren wird in Abschn. 4.4 von folgenden Beziehungen Gebrauch gemacht:

$$J_m(x) \frac{d}{dx} \left[N_m(x) \right] - N_m(x) \frac{d}{dx} \left[J_m(x) \right] = 2/\pi x; \quad (\text{A2.15a})$$

$$H_m^{(1)}(x) \frac{d}{dx} \left[H_m^{(2)}(x) \right] - H_m^{(2)}(x) \frac{d}{dx} \left[H_m^{(1)}(x) \right] = -j4/\pi x; \quad (\text{A2.15b})$$

*) Legendresche Polynome

Die in Abschn. 4.2 verwendeten Legendreschen Polynome (Kugelfunktionen) sind wie folgt definiert:

$$P_m(x) = \frac{1}{2^m \cdot m!} \cdot \frac{d^m ((x^2 - 1)^m)}{dx^m}; \quad (\text{A2.16})$$

Literaturverzeichnis:

- /1/ GOODMAN J.W.
Introduction to Fourier Optics
McGraw-Hill, New York, 1968
- /2/ WATSON G.N.
A Treatise on the Theory of Bessel Functions
University Press, Cambridge, 1922
- /3/ GEORGE N., JAIN A.
Speckle Reduction Using Multiple Tones of Illumination
Applied Optics, Vol.12, No.6, June 1973, p.1202-1212
- /4/ GILOI W.
Simulation und Analyse stochastischer Vorgänge
Oldenbourg-Verlag, München, 1967
- /5/ BOWMAN J.J., SENIOR T.B.A., USLENGHI P.L.E.
Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969
- /6/ MECHEL F.
Die Streuung ebener Wellen an Zylindern und Kugeln
komplexer Impedanz
Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen,
Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1966
- /7/ MALECKI I.
Physical Foundations of Technical Acoustics
Pergamon Press, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe (PWN-Polish
Scientific Publishers), 1. Engl. ed., 1969
- /8/ BRONSTEIN I., SEMENDJAJEW K.
Taschenbuch der Mathematik
Verlag Harri Deutsch, Zürich und Frankfurt/Main, 10.Aufl., 1970
- /9/ SCHLITT H.
Theorie geregelter Systeme: Stochastische Vorgänge in linearen
und nichtlinearen Regelkreisen
Vieweg Verlag, Braunschweig, 1968
- /10/ BORN M., WOLF E.
Principals of Optics
Pergamon Press, New York, 5.ed., 1975
- /11/ HOFMANN CH.
Die optische Abbildung
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1980
- /12/ GRADSTEIN, RYSHIK
Summen-, Produkt- und Integraltafeln
Verlag Harri Deutsch, Thun (Frankfurt/Main), Bd.1 u.2, 1981
- /13/ TIETZE U., SCHENK CH.
Halbleiter-Schaltungstechnik
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 5.Aufl., 1980

- /14/ RÖDER U., SEIDLITZ H., SCHERG CH., BRETTEL H.
Ultraschallsender
Deutsche Offenlegungsschrift Nr.3037641, Deutsches Patentamt, 1982
- /15/ ALTMANN F., GRANZ B., GREINDA D., OPPELT R.
Vorrichtung zur Auslese eines zweidimensionalen Ladungsbildes mittels eines Arrays
Deutsche Offenlegungsschriften Nr.3224026 u.3302897, Deutsches Patentamt, 1982/83
- /16/ SOBOTTA J.
Atlas der Anatomie des Menschen
Urban und Schwarzenberg, München/Wien/Baltimore,
1.Bd., 18.Aufl., 1982
- /17/ KRESSE H.
Kompendium Elektromedizin
Siemens Aktiengesellschaft, Berlin/München, 2.Aufl., 1978
- /18/ ZIMMER G.
Entwurf und Dimensionierung einer Schallquellenanordnung für eine akustische Transmissionskamera
Diplomarbeit, Inst. f. HF.-Technik, Univ. Erlangen-Nürnberg, 1983
- /19/ GREEN P.S., SCHÄFER L.F., JONES E.D., SUAREZ J.R.
A New High Performance Ultrasonic Camera
Acoustical Holography, P.S. Green ed., Plenum Press, New York,
Vol.5, 1974, p.493-503
- /20/ FARAN J.J., Jr.
Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres
The Journal of the Acoustical Society of America, Vol.23, No.4,
July 1951, p.405-418
- /21/ ROEDER U., SCHERG CH., BRETTEL H.
Coherence and Noise in Ultrasonic Transmission Imaging
Acoustical Imaging, P. Alais, A.F. Metherell ed., Plenum Press,
New York/London, Vol.10., 1982, p.131-142
- /22/ BRETTEL H., ROEDER U., SCHERG CH.
Ultrasonic Transmission Camera for Medical Diagnosis
Biomedizinische Technik Bd.26 (Ergänzungsband), Sept. 1981
- /23/ BONNET D., HEIDE W., LERCH D., LIERKE E.G., STEFFEN E., WEISS R.
Entwicklung eines großflächigen Ultraschallbildwandlers zur Anwendung in der medizinischen Diagnostik
Bericht des Battelle Instituts e.V., Auftr.-Nr.01 VIO54-V13
MT224a, Frankfurt/Main, Juli 1977
- /24/ ERIKSON K.R., ZULEEG R.
Integrated Acoustic Array
Acoustical Holography, L.W. Kessler ed., Plenum Press, New York,
Vol.7, 1977, p.423-445
- /25/ ISHRAK S.O., TURNER C.W.
Two-Dimensional Imaging with a High Resolution PFV2/Si Optically-Scanned Receiving Transducer
Acoustical Imaging, J.P. Powers ed., Plenum Press, New York/London, Vol.11, 1982, p.77-93

- /26/ POHL R.W.
Optik und Atomphysik
Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 12.Aufl., 1967
- /27/ SWARTZ R.G.
Application of Polyvinylidene Fluoride to Monolithic
Silicon/PVF2 Transducer Arrays
Technical Report No.G561-1, Stanford University, May 1979
- /28/ SCHOENFELDER H.
Fernsehtechnik
Justus von Liebig Verlag, Darmstadt, 1.Teil, 1972
- /29/ SUTILOV V.A.
Physik des Ultraschalls
Springer Verlag, Wien/New York, 1984
- /30/ HILLER D.
Ultraschall-Abbildung mittels rückgestreuter Signale nach einem
verallgemeinerten Computertomographiekonzept
Dissertation, Inst. f. HF-Technik, Univ. Erlangen-Nürnberg, 1984
- /31/ ALPHONSE G.A., VILKOMERSON D.
Broadband Random Phase Diffusor for Ultrasonic Imaging
Ultrasonic Imaging, Vol.1, 1979, p.325-332
- /32/ ADDISON R.C.
A Progress Report on the Sokolov Tube Utilizing a Metal Fiber
Faceplate
Acoustical Holography, P.S. Green ed., Plenum Press, New York,
Vol.5, 1974, p.659-669
- /33/ KRAUTKRÄMER J. u. H.
Werkstoffprüfung mit Ultraschall
Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 3.Aufl., 1975
- /34/ GRANZ B., OPPELT R., SACHS B.
Vorrichtung zur Auslese eines zweidimensionalen Ladungsbildes
mittels eines Arrays
Deutsche Offenlegungsschrift Nr.3412665, Deutsches Patentamt, 1984
- /35/ JACOBS J.E.
Performance of an Ultrasonic Camera Tube Utilizing Pyroelectric
Conversion Layers
Acoustical Holography, N. Booth ed., Plenum Press, New York,
Vol.6, 1977, p.661-669
- /36/ NOORBEHESHT B., ARAT V.
A Method for Improving Acoustic Switching Ratio in Opto-Acoustic
Transducers
Acoustical Imaging, Ash, Hill ed., Plenum Press, New York/London
Vol.12, 1982, p.281ff
- /37/ TURNER C.W., ISHRAK S.O.
Comparison of Different Piezoelectric Transducer Materials for
Optically Scanned Acoustic Imaging
Acoustical Imaging, P. Alais, A.F. Metherell ed., Plenum Press,
New York/London, Vol.10, 1980, p.761-778

- /38/ SAIGA N., YAMANAKA S., SUZUKI T.
Ultrasound Receiving System Employing a Monolithic Transducer
with a Two-Dimensional Array of Electrodes
IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, Vol.SU-28, No.5,
Sept. 1981, p.298-304
- /39/ GELLY J.F., MAERFELD C.
Properties for a 2D-Multiplexed Array for Acoustic Imaging
IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 1981, p.685-689
- /40/ MAGINNESS M.G., PLUMMER J.D., BEAVER W.L., MEINDL J.D.
State-of-the-Art in Two-Dimensional Ultrasonic Transducer
Array Technology
Medical Physics, Vol.3, No.5, Sept./Oct. 1976, p.312-318
- /41/ PAPPALARDO M.
Hybrid Linear und Matrix Acoustic Arrays
Ultrasonics, Vol.19, No.2, Mar. 1981, p.81-86
- /42/ JONES H.W.
The Ultimate Sensitivity of Sokolov Image Converter Tubes
Acoustical Holography, Wade ed., Plenum Press, New York,
Vol.4, 1972, p.599-618
- /43/ GREEN P.S., BROWN A.E.
Solid State Acoustic Image Converter
Patentschrift Nr.3475551, United States Patent Office,
Okt. 1969
- /44/ GRANZ B.
PVDF-Empfangsarray zum Vermessen von Ultraschallfeldern
Symposium: Innovation durch piezo- und pyroelektrische Folien
aus Polyvinyliden-Fluorid, Deutsche Solvay-Werke, Solingen-
Ohligs, Okt. 1984
- /45/ KRAUSE W., SOLDNER R.
Ultraschallschnittbildverfahren (B-Scan) mit hoher Bildfrequenz
für medizinische Diagnostik
Elektromedica 35, Heft 4, 1967, p.8-11
- /46/ GOLL J.H.
The Design of Broad-Band Fluid-Loaded Ultrasonic Transducers
IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, Vol.SU-26, No.6,
Nov. 1979, p.385-393
- /47/ DESILETS CH.S., FRASER J.D., KINO G.S.
The Design of Efficient Broad-Band Piezoelectric Transducers
IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, Vol.SU-25, No.3,
May 1978, p.115-125
- /48/ BERLINCOURT D.A., CURRAN D.R., JAFFE H.
Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function
in Transducers
Physical Acoustics, W.P. Mason ed., Academic Press, New York/
San Francisco/London, Vol.1-Part A, 1964

- /49/ OPPELT R., ERMERT H.
Transfer Function Analysis of a Quasioptical Ultrasonic
Imaging System
Ultrasonic Imaging, Vol.6, 1984, p.324-341
- /50/ SCHWARZ R.
Beitrag zur Analyse des Zeitverhaltens piezoelektrischer Dicken-
schwinger und Erzeugung zeitbegrenzter Signale
Dissertation, Fachber. Nachrichtentechnik, TH Darmstadt, 1980
- /51/ GOODMAN J.W.
Statistical Properties of Laser Speckle Patterns
in: Laser Speckle and Related Phenomena
Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/
New York, Vol.9, 1975
- /52/ ABBOTT J.G., THURSTONE F.L.
Acoustic Speckle: Theory and Experimental Analysis
Ultrasonic Imaging, Vol.1, 1979, p.303-324
- /53/ ENTREKIN R., MELTON H.E., Jr.
Real Time Speckle Reduction in B-Mode Images
IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 1979, p.169-174
- /54/ TUCHSCHERER N.
Aufbau und Untersuchung eines quasioptischen Ultraschall-
abbildungssystems
Diplomarbeit, Inst. f. HF-Technik, Univ. Erlangen-Nürnberg, 1977
- /55/ SOMER J.C.
Electronic Sector Scanning for Ultrasonic Diagnosis
Ultrasonics 6, 1968, p.158ff
- /56/ GREEN P.S.
Focusing and Deflecting System for Acoustic Imaging
Patentschrift Nr.3913061, United States Patent Office, Okt. 1975
- /57/ GREEN P.S.
Composite Acoustic Lens
Patentschrift Nr.3982223, United States Patent Office, Sept. 1976
- /58/ MARICH K.W., ZATZ L.M., GREEN P.S., SUAREZ J.R., MACOVSKI A.
Real Time Imaging with a New Ultrasonic Camera: Part I, In vitro Ex-
perimental Studies on Transmission Imaging of Biological Structures
Journal Clinical Ultrasound, 2/232 and 242, Sept. 1974
- /59/ HAVLICE J.F., GREEN P.S., TAENZER J.C., MULLEN W.F.
Spatially and Temporally Varying Insonification for the Elimi-
nation of Spurious Detail in Acoustic Transmission Imaging
Acoustical Holography, L.W. Kessler ed., Plenum Press, New York,
Vol.7, 1977, p.291-305
- /60/ BOM N., LANCEE C.R., HONKOOP J.
Ultrasonic Viewer for Cross Sectional Analysis of Moving
Cardiac Structures
Biomed. Engineering 6, 1971, p.560ff
- /61/ THEWS K.
Bilder aus der Badewanne
Illustr. Der Stern Nr.18, April 1984

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Forschungsvorhabens der Siemens AG und wurde größtenteils im Siemens-Forschungszentrum Erlangen durchgeführt.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Ermert, der die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit übernahm und mich v.a. in deren theoretischen Teil durch hilfreiche Denkanstöße unterstützte, sowie Herrn Prof. Dr. rer.nat. A. Lohmann für die Übernahme des Korreferates.

Ferner möchte ich mich bei allen Kollegen im Hause Siemens bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit mit beitrugen, insbesondere bei Dr. B. Granz für seine in allen Bereichen des "Laboralltages" konstruktive Mitarbeit.

Mein herzlicher Dank gilt schließlich noch FrI. C. Rasser für ihre wertvolle Unterstützung bei den umfangreichen Tipparbeiten.

Lebenslauf

Name: Ralph Günter Michael OPPELT
Geburtsdatum: 29. September 1955
Geburtsort: Bamberg
Vater: Richard Oppelt, Polizeibeamter a.D.
Mutter: Julianna Oppelt, geb. Böckl, Fachlehrerin
Familienstand: ledig, keine Kinder

Ausbildung: 1961 - 1965: Volksschule Lichteneiche
1965 - 1974: Dientzenhofer-Gymnasium Bamberg
1976 - 1981: Studium der Elektrotechnik an der
Universität Erlangen-Nürnberg

Prüfungen: Reifeprüfung, bestanden am 22.6.1974
Diplom-Ingenieur-Vorprüfung, bestanden am 27.11.1978
Diplom-Ingenieur-Hauptprüfung, bestanden am 14.9.1981

Tätigkeiten: 1.10.78 - 31.12.78, 1.4.79 - 30.6.79, 1.10.79 - 31.12.79:
studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für Nachrichten-
technik der Universität Erlangen-Nürnberg
2.11.81 - 31.12.84: Doktorand im Forschungszentrum
Erlangen der Fa. Siemens AG

